N° D'ORDRE
460

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Daniel DISDIER

1ère THÈSE - Étude expérimentale des configurations de quelques états du noyau O^{16} par mesure de probabilités de transition électromagnétique.

2ème THÈSE - Réactions Nucléaires en Astrophysique.

Soutenues le 7 Mai 1968 devant la Commission d'examen

MM.	S.	GORODETZKY	*Président*
	P.	CHEVALLIER	*Examinateurs*
	G.	MONSONEGO	
	M.	JEAN	
	R.	ARVIEUX	

N° D'ORDRE
460

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Daniel DISDIER

1ère THÈSE - Étude expérimentale des configurations de quelques états du noyau O^{16} par mesure de probabilités de transition électromagnétique.

2ème THÈSE - Réactions Nucléaires en Astrophysique.

Soutenues le 7 Mai 1968 devant la Commission d'examen

MM.	S.	GORODETZKY	*Président*
	P.	CHEVALLIER	*Examinateurs*
	G.	MONSONEGO	
	M.	JEAN	
	R.	ARVIEUX	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552704_0025

A Monsieur le Professeur S.GORODETZKY

Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires
de Strasbourg

Hommage de profonde gratitude

A MES PARENTS

A MA FEMME

ETUDE EXPERIMENTALE DES CONFIGURATIONS DE QUELQUES ETATS DU NOYAU O^{16} PAR MESURE DE PROBABILITES DE TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES

par Daniel DISDIER

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE STRASBOURG

Doyen : Professeur J.H.VIVIEN

Doyens Honoraires : A.KIRRMANN, P.LACROUTE, H.J.MARESQUELLE, G.MILLOT

Professeurs Honoraires : P.DE BEAUCHAMP, L.BOISSELET, H.CARTAN, G.CERF, C.CHABAUTY, A.CHRETIEN, J.DENY, Ch.EHRESMANN, M.FRECHET, Mle S.GILLET, A.HEE, R.HOCART, A.KIRRMANN, G.LEMEE, P.L'HERITIER, A.LICHNEROWICZ, L.NEEL, Ch.SADRON, E.TERROINE, R.THIRY, H.VILLAT, H.WEISS, Et.WOLFF, J.YVON.

Maître de Conférences Honoraire : R.WEIL

Professeurs :

H.J.MARESQUELLE	T.	Biologie végétale
A.ROUSSEL	T.	Calcul différentiel et intégral et théorie des fonctions
H.FORESTIER	T.	Chimie générale
J.ROTHE	T.	Physique du Globe
P.LACROUTE	T.	Astronomie
J.H.VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expérimentale
A.MAILLARD	T.	Physicochimie du Pétrole
S.GORODETZKY	T.	Physique générale et Physique Nucléaire
L.SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J.BYE	T.	Chimie Physique
R.LOMBARD	T.	Chimie Organique
Melle M.PEREY	T.	Chimie Nucléaire
S.GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P.JOLY	T.	Biologie générale
H.BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P.CUER	T.	Physique générale et physique corpusculaire
G.MILLOT	T.	Géologie et Paléontologie
R.LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H.SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R.ROHMER	T.	Chimie Minérale
Mle A.GAGNIEU	T.T.P.	Botanique
S.NIKITINE	T.	Physique Générale

F.STUTINSKY	T.	Physiologie générale
B.WURTZ	T.T.P.	Chimie Biologique
J.BRENET	T.	Electrochimie
G.OURISSON	T.T.P.	Chimie
A.COCHE	T.T.P.	Physique Nucléaire
R.CERF	T.	Physique Générale
J.FRENKEL	T.T.P.	Mathématiques
P.TAGLANG	T.	Physique
J.P.LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A.DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J.B.DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R.ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A.ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L.HIRTH	T.	Microbiologie
A.SIGOT	P.S.C.	Zoologie
J.COGNE	T.T.P.	Géologie
A.FUCHS	T.	Mécanique Rationnelle
A.GALLMANN	T.T.P.	Physique
P.MIAHLE	T.T.P.	Physiologie animale
J.P.EBEL	T.	Chimie biologique
J.PARROD	T.T.P.	Chimie
R.WEY	T.T.P.	Chimie
Mme D.MAGNAC	T.T.P.	Physique
M.DAUNE	P.S.C.	Physique
J.P.ADLOFF	T.T.P.	Chimie Nucléaire
D.BERNARD	T.T.P.	Méthodes mathématiques de la physique
M.ZISMAN	T.T.P.	Mathématiques
E.DANIEL	T.	Physique expérimentale
P.CHEVALLIER	T.	Physique
J.GREMILLARD	T.T.P.	Mécanique des Fluides
P.CARTIER	T.	Mathématiques
G.REEB	T.	Topologie
F.NORGUET	T.	Analyse supérieure
R.CHAUVIN	T.	Psychophysiologie
J.WUCHER	P.S.C.	Physique
Mme M.BRINI	P.S.C.	Chimie
G.PERNY	P.S.C.	Physique
R.BARO	P.S.C.	Physique
H.DURANTON	P.S.C.	Botanique
R.WEISS	T.T.P.	Chimie
P.FEDERLIN	T.T.P.	Chimie
J.LERAY	P.S.C.	Physique
J.P.SCHWING.....	P.S.C.	Chimie
M.SIESKIND	P.S.C.	Physique
G.MONSONEGO	T.	Physique Théorique
P.GABRIEL	T.T.P.	Mathématiques

C.WIPPLER	T.	Physicochimie des Hauts Polymères Industriels
P.A.MEYER	T.T.P.	Mathématiques
G.WEILL.....	P.S.C.	Physique
J.M.BLOCH	T.	Chimie
A.CLAUSS.....	P.S.C.	Chimie
E. FOLLENIUS	P.S.C.	Zoologie
J.LUCAS	P.S.C.	Géologie
G.GLAESER	T.	Mathématiques
J.J.THIEBOLD	P.S.C.	Biologie Animale

Professeurs Associés :

S.R.de GROOT	Physique
R.MARCHESSAULT	Physicochimie macromoléculaire
G.LUMER	Mathématiques
R.MORIARTY	Chimie organique
J.AUSLANDER	Physique Corpusculaire

Maîtres de Conférences :

H.DANAN	Physique
Mme WINTER Ch.	Physique
J.P.EBERHART	Minéralogie
Mme D. CAGNIANT	Chimie
X.FERNIQUE	Mathématiques
J.STREITH	Chimie
J.H.WEIL	Chimie Biologique
F.GAUTIER	Physique propédeutique
G.SUTTER	Physique électronique
D.FOATA	Mathématiques
J.L.VERDIER	Mathématiques
J.M.LEHN	Chimie
Cl.ROBERT	Physique
Mr.LACROUTE	Biologie végétale
M.GOUNOT	Botanique
J.PRADINES	Mathématiques
A.GIRARDIE	Biologie animale
F.BECKER	Physique mathématique
J.DEHAND	Chimie minérale
Cl.GODBILLON	Mathématiques
M.KAROUBI	Mathématiques
A.MIGNOT	Mathématiques appliquées

Maîtres de conférences associés :

V.AVANISSIAN	Mathématiques

Secrétaire : G.SAINT-PE

INTRODUCTION

La comparaison des résultats expérimentaux et théoriques relatifs au noyau ^{16}O constitue un des meilleurs critères de la validité des modèles nucléaires. En effet, non seulement ce noyau est bien connu du point de vue expérimental (jusqu'à une énergie de 13 MeV, il semble que l'on connaisse tous les niveaux ainsi que leurs nombres quantiques), mais d'autre part, sa structure est simple : dans le modèle en couches l'état fondamental est représenté par les couches $(1s)^4$ $(1p)^{12}$ complètes, c'est un noyau doublement magique.

Pourtant, jusqu'en 1963, l'interprétation des états excités se limitait aux états de parité impaire, la présence d'états de parité paire parmi les premiers états excités de ce noyau restant inexpliquée dans le cadre d'un modèle sphérique. C'est l'introduction de déformations dans ce noyau qui permit par la suite de rendre compte de la structure rotationnelle observée et qui a montré la nécessité de décrire les états excités à l'aide de mélanges de configurations.

Une manière de déterminer ces mélanges de configurations consiste à mesurer les probabilités de transitions électromagnétiques entre deux états, puisque ce mode de désexcitation dépend des fonctions d'ondes de l'état initial et de l'état final.

C'est dans ce but que nous avons mesuré les probabilités de transitions électromagnétiques de certains états excités du noyau ^{16}O alimentés à l'aide des réactions $^{15}N + p$ et $^{12}C + \alpha$. Nous nous sommes intéressés, en particulier, aux états $J^\pi = 2^+$ et $J^\pi = 1^-$.

Nous avons ainsi étudié les transitions issues d'états 2^+ :

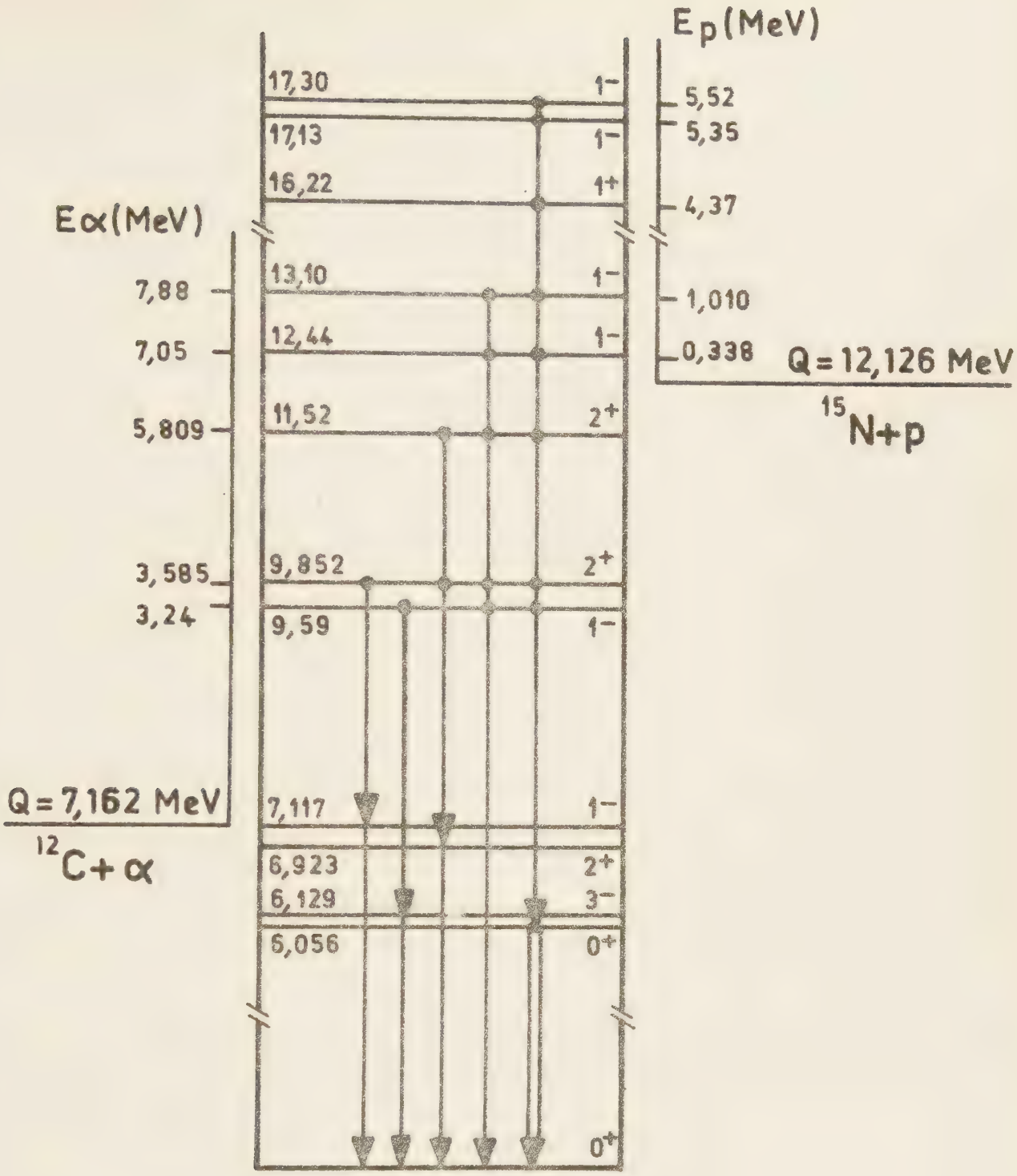


Fig. 1 Transitions étudiées dans le noyau ^{16}O

9,85 MeV → { 0 ; 6,056 MeV ; 6,923 MeV ; 7,117 MeV

11,52 MeV → { 0 ; 6,056 MeV ; 6,923 MeV ; 7,117 MeV

les transitions issues d'états 1^- :

9,59 MeV → { 0 ; 6,056 MeV ; 6,129 MeV

12,44 MeV → { 0 ; 6,056 MeV

13,10 MeV → { 0 ; 6,056 MeV

17,10 MeV → 6,056 MeV

17,30 MeV → 6,056 MeV

et la transition issue d'un état 1^+ :

16,22 MeV → 6,056 MeV

Dans une première partie nous rappelons les différentes applications du modèle en couches au noyau ^{16}O, en traitant séparément les états sphériques et les états déformés.

Nous exposons, ensuite, les techniques expérimentales utilisées pour mesurer les rapports d'embranchement.

Finalement nous donnons les résultats obtenus, que nous comparons, dans le dernier chapitre, aux valeurs théoriques que l'on peut déduire des différents modèles que nous avons décrits.

CHAPITRE I

APPLICATION DU MODELE EN COUCHES AU NOYAU ^{16}O

La description des états excités des noyaux à l'aide d'un modèle en couches suppose l'existence d'un champ nucléaire moyen.

Dans la première application convaincante du modèle en couches au noyau ^{16}O, Elliot et Flowers (1) ont choisi l'oscillateur harmonique sphérique comme approximation de ce champ. Ils introduisent une interaction résiduelle qui mélange les configurations trou-particule (les seules qu'ils considèrent) pour décrire les états de parité négative de ce noyau. Ils peuvent ainsi rendre compte de la séquence des niveaux observés jusqu'à une énergie de 13 MeV et de certaines de leurs propriétés électromagnétiques. Ils remarquent, cependant que le niveau 1^- à 9,59 MeV n'entre pas dans cette description et que ce modèle est inapte à rendre compte de l'accélération de certaines transitions : 7,117 MeV vers le niveau fondamental, 6,129 MeV vers le niveau fondamental et en général de toutes les transitions quadrupolaires électriques.

Les états de parité paire ont été traités d'une manière analogue par Eisenberg et al. (2). Leur calcul, effectué en couplage j-j, utilise des configurations à 2 trous-2 particules (2 t - 2 p) en plus des configurations trou-particule (1 t - 1 p) d'énergie $2\hbar\omega$.

L'accord obtenu, tant au point de vue de la position des niveaux que des valeurs des transitions électromagnétiques n'est pas satisfaisant. En particulier, les états 0^+ et 2^+ observés à 6,056 MeV et 6,923 MeV sont donnés respectivement à plus de 8 MeV et 9 MeV, et la vie moyenne du niveau 0^+ à 6,056 MeV, calculée dans le cadre de ce modèle, est égale à $0,1\ 10^{-6}$ sec alors que la valeur expérimentale est de $0,7\ 10^{-12}$ sec.

Cette représentation sphérique des états excités du noyau ^{16}O n'est donc pas complète puisqu'elle ne permet pas de rendre compte du caractère collectif présenté par quelques états, caractère mis en évidence par l'accélération de certaines transitions et la structure en bandes rotationnelles de ces états (3).

Ce caractère collectif, cependant, n'est pas en contradiction avec le modèle en couches. En effet, Elliot (4) a montré que le classement des fonctions d'ondes des couches 2s et 1d de l'oscillateur harmonique suivant les représentations irréductibles du groupe SU(3) permet, en particulier, de prévoir l'existence de bandes rotationnelles.

Brink et Nash (5), puis Borysowicz et Shéline (6) ont utilisé cette classification pour le noyau ^{16}O. Ils prévoient ainsi plusieurs bandes rotationnelles et concluent à la présence d'états déformés.

Dans ce noyau, qui est doublement magique, l'excitation d'une particule demande une énergie assez grande : de l'ordre de 13 MeV (transition d'un nucléon de la couche $1p^{1/2}$ à la couche $1d^{5/2}$). L'énergie nécessaire pour exciter plusieurs nucléons peut être inférieure à cette valeur si la déformation de l'état excité obtenu est assez grande. On peut donc espérer observer des états collectifs parmi les premiers états excités.

L'étude des réactions de transfert de nucléons permet de montrer l'importance des configurations 2 trous-2 particules, 3 trous-3 particules et 4 trous - 4 particules dans les fonctions d'ondes des premiers états excités de ^{16}O (7). Ceci confirme l'hypothèse d'excitations à plusieurs nucléons et implique un traitement théorique tenant compte du mélange possible de ces configurations. La complexité de ce calcul n'a permis d'obtenir, jusqu'à présent, que des résultats partiels. Nous considérons donc séparément les états sphériques (que l'on suppose issus de configurations 1 trou - 1 particule pour les premiers états excités) et les états déformés (provenant des configurations d'ordre plus élevé) en rappelant dans chaque cas les modèles les plus significatifs.

1) Etats sphériques

a) Modèle simplifié de Brown et Bolsterli

Brown et Bolsterli (8) en utilisant une version simplifiée du modèle trou-particule d'Elliot et Flowers ont pu prévoir l'existence d'états vibrationnels dans les noyaux sphériques.

Ils supposent que l'élément de matrice de l'interaction trou-particule peut se mettre sous la forme d'un produit de deux éléments de matrice à un corps (approximation justifiée, par exemple, pour des états excités obtenus par émission ou absorption de rayonnements gamma). Dans ces conditions ils font apparaître un état très influencé par l'interaction résiduelle. Cet état est déjà présent dans la description d'Elliot et Flowers. Ainsi, dans le noyau ^{16}O l'interaction résiduelle qu'ils utilisent déplace le premier état 3^- T = 0 de 11,5 MeV à 6,13 MeV. Mais Brown et Bolsterli montrent son origine collective, puisque non seulement il est très déplacé en énergie, mais d'autre part les probabilités de transitions issues de ce niveau sont dues à une superposition cohérente de contributions provenant des différentes configurations trou-particule. Si le spin isobarique de ce niveau est T = 0 on observe un état d'énergie très basse considéré comme vibrationnel et pour T = 1 un état repoussé vers des énergies plus hautes donnant naissance aux résonances géantes.

Si le modèle simplifié de Brown et Bolsterli nous révèle la nature collective de certains états sphériques, du point de vue quantitatif l'accord obtenu avec les résultats expérimentaux n'est toujours pas satisfaisant. Ainsi l'état vibrationnel 3^- T = 0 à 6,129 MeV a expérimentalement une probabilité de transition électromagnétique vers le niveau fondamental deux fois plus grande que celle que l'on calcule d'après cette approximation.

Puisque le modèle d'Elliot et Flowers n'utilise que des configurations 1 trou - 1 particule et que l'on a mis en évidence des excitations à plusieurs nucléons dans les noyaux sphériques, on peut penser que l'introduction de configurations d'ordre plus élevé permettrait d'obtenir un meilleur traitement des états excités. Cependant, ceci est peu concevable dans le cadre de ce modèle sphérique étant donné l'énergie nécessaire pour obtenir ces configurations.

b) Application de la R.P.A. au noyau ^{16}O

Une autre méthode d'approximation la RPA ("Random Phase Approximation") permet d'atteindre partiellement ce but en introduisant des corrélations dans l'état fondamental.

La fonction d'ondes de cet état fondamental ne correspond plus à la configuration 0 trou - 0 particule mais à une combinaison linéaire de configurations d'ordre plus élevé.

$$|\phi_o\rangle = a(0t - 0p) + b\,(2t - 2p) + c\,(4t - 4p) + \ldots$$

La fonction d'ondes d'un état obtenu par excitation d'un nucléon se met alors sous la forme :

$$|\phi\rangle = a(1t - 1p) + b\,(3t - 3p) + \ldots\ldots$$

La première description des états de parité impaire du noyau ^{16}O, à l'aide de la R.P.A. a été faite par Gillet et Vinh-Mau (9).

Dans leur calcul, les énergies individuelles sont obtenues pour les neutrons à partir des spectres des noyaux ^{17}O et ^{15}O et pour les protons à partir des spectres des noyaux ^{17}F et ^{15}N.

L'interaction nucléon-nucléon est déterminée par moindres carrés à l'aide d'un choix d'états excités des noyaux ^{12}C et ^{16}O.

Ils comparent ensuite leurs résultats aux valeurs expérimentales et à celles qu'ils obtiennent en utilisant le modèle trou-particule d'Elliot et Flowers avec les énergies individuelles et l'interaction nucléon-nucléon qu'ils ont déterminées.

Ils identifient ainsi le premier état 3^- T = 0 à 6,129 MeV comme une vibration octupolaire et ils mettent en évidence les résonances géantes issues des niveaux 1^- T = 1 (ce sont les états collectifs de l'approximation de Brown et Bolsterli).

Nous examinerons plus particulièrement les résultats relatifs à ces états, puisque ce sont eux qui, d'après leur configuration, doivent être le mieux décrits par cette approximation.

1) Etat 3^- T = 0

Nous montrons dans le tableau suivant les résultats obtenus par Gillet et Vinh-Mau dans leurs approximations.

	Expérimental	(Elliot-Flowers)	(R.P.A.)
Energie(MeV)	6,129	7,4	6,2
largeur réduite du niveau	137	40,3	86

C'est pour cet état que les deux approximations conduisent aux résultats les plus différents. Si la R.P.A. permet d'obtenir un meilleur accord avec les valeurs expérimentales, il reste encore à expliquer une partie de l'accélération de la transition électromagnétique vers l'état fondamental.

2) Etats 1^- T = 1

Nous donnons dans le tableau suivant les résultats obtenus par Gillet et Vinh-Mau.

Energie des niveaux (Mev)			Probabilités de transitions relatives (%)		
Expérimentale	Approx. 1 *	Approx. 2 **	Expérimentales	Approx. 1	Approx. 2
13,10	13,6	13,6	5,5	3	4
17,3	18,1	18,1	28	1	1
(20, 45)	19,1	19,6	(11)	2	2
22,4	22,7	22,2	50	68	73
24,3	25,4	25,2	5,5	26	20

Les deux approximations conduisent sensiblement aux mêmes résultats. On remarque que si les énergies théoriques et expérimentales des niveaux sont peu différentes, il n'en est pas de même pour les probabilités de transitions électromagnétiques.

Pour les autres états de parité impaire cette description n'apporte aucune modification par rapport aux résultats obtenus à l'aide du modèle d'Elliot et Flowers. En particulier, les états 1^- et 2^- T = 0 restent mal décrits.

---

* Elliot et Flowers

** R.P.A.

L'interaction à deux corps, utilisée par Gillet et Vinh-Mau, est déterminée indépendamment de l'interaction nucléon-nucléon observée expérimentalement. Les travaux de Kallio et Kolltveit (11) relatifs à cette interaction ont permis à Kallio et Green (12) puis à Mavromatis et al. (13) de reconsidérer le traitement, à l'aide de la R.P.A., des états de parité impaire de ^{16}O en utilisant une interaction plus conforme à la réalité.

Nous donnons dans le tableau suivant les résultats concernant les états sphériques collectifs. Les valeurs de Mavromatis et al. sont obtenues à l'aide d'une interaction nucléon-nucléon déduite du potentiel d'Hamada-Johnson (14).

	Energie (MeV)			Probabilités de transition (Unités Weisskopf)	
	Expérimentale	Kallio et Green	Mavromatis et al.	Expérimentale	Mavromatis et al.
Etats 1^- T=1	13,1	13,41	13,24	0,05	0,04
	17,3	17,97	18,07	0,03	0,02
	(20,45)	21,3	20,75	/	0
	22,4	22,68	23,83	0,0005	2,25
	24,3	26,08	25,9	0,0002	0,68
Etat 3^- T = 0	6,129	8,74	7,10	14,3	9,83

On constate que l'introduction de cette nouvelle interaction ne modifie que très peu les résultats de Gillet et Vinh-Mau.

On peut expliquer le désaccord relatif aux probabilités de transitions électromagnétiques des états 1^- T = 1 en remarquant que ceux-ci se

trouvent à des énergies bien au dessus du seuil d'émission de particules, et que les méthodes d'approximations utilisées ignorent ces voies de décroissances possibles. Buck et Hill (15) ont montré, d'ailleurs, qu'un traitement tenant compte de ce fait permet d'obtenir une bonne répartition (entre ces états 1^- T = 1) des probabilités de transitions électromagnétiques vers l'état fondamental.

Un traitement plus complet des états excités du noyau ^{16}O s'impose, non seulement parce que le modèle sphérique est inapte à traiter les premiers états excités de parité paire, mais parce que les états excités de parité impaire ne sont pas décrits d'une manière satisfaisante. Le nombre d'états prédits est très insuffisant : 5 états 1^- T = 1 alors que Tanner et al. (16) en observent 11 entre 13 et 23 MeV dont la majorité est 1^- T = 1. Il en est de même pour les états 1^- T = 0 où l'on ne prédit qu'un seul de ces états en-dessous de 15 MeV, alors qu'on en observe 3 : 7,117 MeV, 9,59 MeV et 12,44 MeV. D'autre part, les probabilités de transitions électromagnétiques observées ne sont expliquées, en partie, que pour les états vibrationnels.

2) Etats déformés

Puisque les déformations sont importantes (3) pour certains états excités du noyau ^{16}O, on peut essayer de décrire ces états à l'aide d'un modèle collectif.

Le modèle semi-classique de Nilsson et Mottelson est utilisé habituellement pour traduire une telle structure. Cependant, son application aux noyaux légers et en particulier au noyau ^{16}O où se mélangent états sphériques et états déformés ne donne pas entièrement satisfaction.

L'utilisation d'une méthode de Hartree-Fock permet d'obtenir une description qui a l'avantage de ne pas limiter le champ nucléaire moyen

à celui d'un oscillateur harmonique déformé mais de donner lieu à un calcul self-consistant.

a) Principes de la méthode de Hartree-Fock

Cette méthode d'approximation consiste, dans un premier stade, à déduire d'une interaction nucléon-nucléon une fonction d'ondes intrinsèque d'un noyau. Celle-ci, n'étant pas en général fonction propre du moment angulaire total J ne peut être considérée comme fonction d'ondes du noyau, mais plutôt comme une superposition de fonctions d'ondes de moment angulaire total donné que l'on obtient dans un deuxième stade par différentes méthodes de projection.

On cherche une fonction d'onde intrinsèque ϕ qui minimise l'énergie du système :

$$E = \langle \phi | H | \phi \rangle$$

elle peut se mettre sous la forme générale

$$|\phi\rangle = \prod_{\lambda=1}^{M} \prod_{\mu=1}^{N} b_\lambda^+ b_\mu |\phi_o\rangle$$

où b_λ^+ et b_μ sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation de particules dans les états λ et μ et ϕ_o la fonction d'ondes sphérique d'un coeur que l'on suppose stable envers toute déformation.

L'hamiltonien du système peut se mettre sous la forme :

$$H = \sum_{ij} \langle i | t | j \rangle a_i^+ a_j + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} a_i^+ a_j^+ \langle ij | V | kl \rangle a_l a_k$$

où $\langle i | t | j \rangle$ représente l'élément de matrice de l'opérateur énergie cinétique entre les états de base i et j et $\langle ij | V | kl \rangle$ l'élément de matrice

de l'interaction nucléon-nucléon

L'utilisation de cet hamiltonien et des règles d'anti-commutation relatives aux opérateurs de création et d'annihilation de particules permet de résoudre le problème de la minimisation de E.

Les états λ et μ obtenus sont solutions de l'hamiltonien d'élément :

$$(1)\quad \begin{cases} \langle i|h|j\rangle = \langle i|t|j\rangle + \sum_{\lambda=1}^{M} \langle i\lambda|V|j\lambda\rangle - \sum_{\mu=1}^{N} \langle i\mu|V|j\mu\rangle \\ \text{avec } h|\mu\rangle = \epsilon_\mu |\mu\rangle \\ \text{et } h|\lambda\rangle = \epsilon_\lambda |\lambda\rangle \end{cases}$$

Dans la pratique on se donne un jeu initial de fonctions d'ondes λ et μ et on utilise les équations (1) pour obtenir, par itérations successives des fonctions d'ondes consistantes.

Dans le cas général, ce processus se complique étant donné le nombre d'états que l'on doit faire intervenir dans la base. On peut le réduire d'une part en sélectionnant les configurations utilisées (la séparation entre chaque couche étant importante) et d'autre part en imposant à la fonction d'ondes intrinsèque certaines propriétés d'invariance (parité, rotation, etc...

A partir de chacun des états intrinsèques déformés que l'on obtient ainsi, on peut construire une bande rotationnelle à l'aide de différentes méthodes de projection qui lèvent la dégénérescence sur les moments angulaires et conduisent à un spectre théorique des états du noyau.

La comparaison des spectres théoriques et expérimentaux permet alors de décrire chacun des états expérimentaux, soit par un état théorique donné, soit par un mélange de ces états.

b) Application au noyau ^{16}O

α) Déformation axiale

Dans la première application de cette méthode aux états de parité paire du noyau ^{16}O, Bassichis et Ripka (17) ont supposé que le champ d'Hartree-Fock est à symétrie axiale, les orbites individuelles étant choisies pour les trous, dans les couches $1p^{1/2}$ et $1p^{3/2}$ et pour les particules dans les couches $1d^{5/2}$, $1d^{3/2}$ et $2s^{1/2}$. Les énergies des états de base correspondants sont déterminées à partir des spectres expérimentaux des noyaux ^{17}O et ^{15}O.

Le premier état 4 trous - 4 particules qu'ils obtiennent est bien séparé des états intrinsèques 2 trous - 2 particules et est situé plus bas. Ceci leur permet d'identifier le premier état 0^+ à 6,056 MeV comme étant le premier état de la bande rotationnelle $K = 0^+$ issue de cet état intrinsèque 4 trous - 4 particules.

En utilisant les mêmes hypothèses de calcul que Bassichis et Ripka sans imposer l'invariance de parité pour l'état intrinsèque Kelson (18) minimise directement l'énergie du système. Ceci est rendu possible par le nombre limité d'orbites occupées qui réduit à 3 le nombre de paramètres utiles. Il obtient ainsi, en plus des résultats précédents, un état intrinsèque 3 trous - 3 particules générateur d'une bande rotationnelle déformée ($K = 0^-$) identifiée avec les états 1^- à 9,59 MeV, 3^- à 11,63 MeV et 5^- à 16 MeV. En outre à l'aide de ce modèle ils déterminent les états sphériques 1 trou - 1 particule ($T = 1$ et $T = 0$).

En faisant un calcul plus général comprenant les états sphériques 2trous - 2 particules $T = 0$ et $T = 1$, Federman et Kelson (19) remarquent que ces états sont situés bien au dessus des états de parité paire observés expérimentalement et non inclus dans la première bande rotationnelle $K = 0^+$ (états 2^+ à 9,85 MeV et 3^+ à 11,08 MeV). Puisque tout mélange semble exclu pour ces

états ils suggèrent que ces niveaux appartiennent à une bande rotationnelle $K = 2^+$ projetée à partir du même état intrinsèque que la bande $K = 0^+$.

β) Déformation non axiale

A la suite de Hayward (20), Stephenson et Banerjee (21) ont montré que pour l'état intrinsèque 4 trous - 4 particules l'énergie Hartree-Fock présente un minimum pour la forme ellipsoïdale. Pour cela ils considèrent le noyau ^{16}O sous la forme d'un coeur sphérique ^4He, 4 particules se trouvent dans les couches 1d, 2s et 8 particules dans la couche 1p. Ils comparent ensuite les énergies obtenues pour différentes déformations.

De leurs résultats ils concluent que les états 2^+ à 9,85 MeV et 3^+ à 11,08 MeV peuvent être des états rotationnels de cet ellipsoïde (Dans le modèle à symétrie axiale ces états sont d'origine vibrationnelle γ). Pour confirmer cette hypothèse l'étude des transitions 9,85 MeV $(2^+) \rightarrow$ 6,056 MeV (0^+) et 9,85 MeV $(2^+) \rightarrow$ 6,923 MeV (2^+) semble être le meilleur critère. Nous verrons dans l'interprétation de nos résultats expérimentaux ce que l'on peut conclure de la mesure de ces transitions.

Abgrall, Caurier et Monsonego (22) ont entrepris un calcul Hartree-Fock systématique à n trous - n particules avec $n \leq 8$. Les fonctions d'ondes individuelles sont celles de l'oscillateur harmonique anisotrope, chacune d'elles étant caractérisée par les paramètres de déformation b_x, b_y, b_z par rapport auxquels se fait la minimisation de l'énergie du système.

L'énergie obtenue est fonction d'un paramètre X dépendant de l'interaction nucléon-nucléon. Leur calcul permet en particulier d'obtenir un état intrinsèque à symétrie axiale provenant des configurations 8 trous - 8 particules. Les états projetés sont identifiés avec les états de la bande rotationnelle mise en évidence expérimentalement par Chevallier et al. (23). Ceci permet de fixer la valeur du paramètre X et par là de confirmer la forme non axiale de l'état intrinsèque 4 trous - 4 particules.

c) Mélange de configuration

Les valeurs de certaines transitions électromagnétiques observées dans le noyau ^{16}O, notamment les transitions 6,923 $(2^+) \rightarrow (0^+)$ fondamental et 7,117 MeV $(1^-) \rightarrow$ 6,129 MeV (3^-) montrent l'importance des mélanges de configurations dans ce noyau. Ce problème a été traité par Brown et Green et par Celenza et al.

Le modèle de Brown et Green consiste à diagonaliser une matrice d'éléments $< \phi^J_{nt\text{-}np} | V | \phi^J_{n't\,-\,n'p} >$ où $\phi^J_{nt\text{-}np}$ est la fonction projetée de moment angulaire total J à partir de la fonction d'ondes représentant la configuration à n trous - n particules.

Cette composante est obtenue par Brown et Green en utilisant le formalisme SU(3) développé par Elliot, chaque configuration étant identifiée avec un état de partition donné.

On obtient alors l'énergie et le mélange de configurations de chacun des états de moment angulaire total J.

Dans un premier travail (24), relatif aux états de parité impaire, ils considèrent le mélange des configurations : 1 trou - 1 particule sphérique et 3 trous - 3 particules déformée.

La position des premiers états de parité impaire permet de fixer le paramètre de déformation de la configuration 3 trous - 3 particules.

La probabilité de transition électromagnétique entre les états 7,117 MeV $(1^-) \rightarrow$ 6,129 MeV (3^-) calculée dans le cadre de ce modèle est plus grande d'un facteur 2 que la valeur que l'on peut déduire d'un modèle sphérique, il reste cependant encore un facteur 5 à 6 pour que les valeurs expérimentale et théorique soient en accord.

L'application aux états de parité paire de ce modèle permet à Brown et Green (25) d'obtenir des résultats relatifs au mélange des configu-

rations 0 trou - 0 particule, 2 trous - 2 particules et 4 trous - 4 particules.

Pour ces configurations le paramètre de déformation est pris égal respectivement à 0 ; 0,3 et 0,5.

Les éléments de matrice sont calculés en utilisant une interaction résiduelle déduite des travaux de Kallio et Kolttveit.

Les énergies des configurations non perturbées sont utilisées comme des paramètres ajustés aux valeurs expérimentales.

Ils obtiennent ainsi comme fonction d'ondes pour les états 0^+ :

$$\Phi(0^+_1,\ 0\ \text{MeV}) = 0,87\ (0t\text{-}0p) + 0,47\ (2t\text{-}2p) + 0,13\ (4t\text{-}4p)$$

$$\Phi(0^+_2,\ 6,056\ \text{MeV}) = -0,26\ (0t\text{-}0p) + 0,23\ (2t\text{-}2p) + 0,94\ (4t\text{-}4p)$$

$$\Phi(0^+_3,\ 11,25\ \text{MeV}) = -0,41\ (0t\text{-}0p) + 0,85\ (2t\text{-}2p) - 0,32\ (4t\text{-}4p)$$

et pour les états 2^+ :

$$\Phi(2^+_1, 6,923\ \text{MeV}) = 0,39\ (2t\text{-}2p) + 0,92\ (4t - 4p)$$

$$\Phi(2^+_2,\ 11,52\ \text{MeV}) = 0,92\ (2t - 2p) - 0,38\ (4t - 4p)$$

A partir de ces fonctions d'ondes, Brown et Green ont également calculé quelques probabilités de transitions entre états de différentes bandes rotationnelles. (données en $B(E_2)$).

Transition (MeV)	Brown et Green	Celenza et al.
$2^+_1(6,923) \longrightarrow 0^+_1(0)$	5,3	8
$2^+_3(11,52) \longrightarrow 0^+_1(0)$	3,3	1,2
$2^+_1(6,923) \longrightarrow 0^+_2(6,056)$	103	36
$4^+_1(10,36) \longrightarrow 2^+_1(6,923)$	152	46
$2^+_3(11,52) \longrightarrow 0^+_2(6,056)$	7,7	
$2^+_3(11,52) \longrightarrow 2^+_1(6,923)$	5,7	

Il faut remarquer que le traitement de ce problème dans le cadre du modèle Hartree-Fock conduit Celenza et al. (26) à obtenir des résultats analogues. Nous rappelons dans le même tableau les valeurs de certaines probabilités de transitions calculées à l'aide de leurs fonctions d'ondes.

Le traitement des états déformés du noyau ^{16}O, à l'aide de méthodes d'Hartree-Fock, permet d'expliquer la présence des états de parité paire parmi les premiers états excités de ce noyau et de rendre compte, comme nous le verrons, de l'accélération de certaines transitions entre niveaux appartenant à des bandes rotationnelles différentes, confirmant ainsi l'importance des mélanges de configurations.

Le traitement des premiers états de parité impaire semble plus délicat, étant donné la coexistence d'états sphériques et déformés. L'introduction de mélanges de configurations n'a pas conduit jusqu'à présent, à un traitement cohérent de ces états.

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

L'étude des captures radiatives de particules aux résonances isolées permet de déterminer les largeurs partielles gamma des niveaux alimentés.

Dans le premier paragraphe nous rappelons les différentes méthodes que nous avons utilisées pour déterminer ces largeurs partielles.

Le faible rendement des captures radiatives et la présence de réactions parasites ne permettent pas toujours de mettre en évidence les transitions étudiées par une simple mesure de spectre direct. Nous utilisons alors plusieurs techniques expérimentales différentes : si le niveau alimenté décroît vers le premier état excité à 6,056 MeV (0^+) qui est émetteur de paires monopolaires de conversion interne, nous mesurons le spectre des rayonnements gamma en coïncidence avec les paires monopolaires ; si le niveau intermédiaire se désexcite principalement par émission de rayonnements gamma, nous mesurons le spectre des rayonnements gamma en coïncidence et chaque fois qu'une mesure précise de l'énergie est nécessaire pour mettre en évidence le phénomène cherché, nous utilisons un détecteur au germanium compensé au lithium. Ces différentes techniques expérimentales sont décrites dans les deuxième et troisième paragraphes.

Dans le quatrième paragraphe nous étudions les différents effets parasites qui gènent l'observation des phénomènes étudiés et les solutions que nous avons adoptées pour les réduire.

Par ailleurs, l'existence d'une forte interférence entre les résonances alimentant les niveaux 1^- situés à 12,44 MeV et 13,10 MeV ne permet pas de déduire directement leur rapport d'embranchement de la mesure des intensités de deux transitions issues de l'un de ces niveaux.

Il faut alors utiliser une formule de Breit et Wigner à deux niveaux, pour rendre compte de la section efficace observée à ces deux résonances dans les différentes voies possibles. Les paramètres des deux niveaux que l'on peut déduire de cette analyse permettent alors d'obtenir l'ex-

pression des rapports d'embranchement en fonction des intensités des transitions.

L'étude de la section efficace de la réaction $^{15}N + p$ dans les voies de sortie $\alpha_o + {}^{12}C$ et $\gamma_o + {}^{16}O$ est faite par Hebbard (37) dans le formalisme de la matrice "R" et par Mahaux (38) dans le formalisme de la matrice "S" tel qu'il est développé par Humblet et Rosenfeld (39). Les analyses sont cependant basées sur des résultats peu cohérents pour la réaction $^{15}N\,(p,\gamma_o)\,^{16}O$ (37). Nous avons donc refait la mesure de cette section efficace en utilisant une cible gazeuse que nous décrivons dans le cinquième paragraphe.

I. - METHODES UTILISEES POUR DETERMINER LES LARGEURS PARTIELLES

a) Rendement théorique d'une résonance

La section efficace d'une capture radiative de particules à une résonance isolée est représentée par la formule de dispersion de Breit et Wigner (27), que l'on peut écrire sous la forme :

$$(1) \qquad \sigma(E) = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_1 \Gamma_\gamma}{(E - E_R)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

où

λ = longueur d'onde associée au mouvement relatif de la particule incidente et du noyau cible

$g = \dfrac{2J + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)}$, est le facteur statistique

J = moment angulaire total du niveau alimenté

I_1 = moment angulaire total du noyau incident

I_2 = moment angulaire total du noyau cible

Γ_1 = largeur partielle du niveau alimenté pour la capture des particules incidentes.

Γ_γ = largeur partielle gamma du niveau alimenté

E_R = énergie de la résonance

Le rendement d'une résonance est obtenu en intégrant la formule (1) sur l'épaisseur de la cible. Dans ces conditions, si l'on néglige les variations de λ, Γ et ϵ (pouvoir d'arrêt par atome-cible) avec l'énergie, ainsi que la dispersion du faisceau de particules incidentes d'énergie moyenne E_i, on obtient :

$$(2) \qquad R(E_i) = \frac{\sigma_R \Gamma}{2\epsilon} \operatorname{Arctg}\left(\frac{E_i - E_R}{\Gamma/2}\right) - \operatorname{Arctg}\left(\frac{E_i - E_R - \varphi}{\Gamma/2}\right)$$

avec $\sigma_R = \sigma(E = E_R)$

φ représentant l'épaisseur de la cible.

On remarque que ce rendement est maximum pour $E = E_R + \frac{\varphi}{2}$, sa valeur est alors égale à :

$$(3) \qquad R_{max} = \frac{\sigma_R \Gamma}{\epsilon} \operatorname{Arctg} \frac{\varphi}{\Gamma}$$

en utilisant la formule (1) et la valeur de σ_R on obtient l'expression de la largeur partielle gamma en fonction des paramètres et du rendement maximum de cette résonance

$$\Gamma_\gamma^{C.M.} = \frac{\Gamma}{\Gamma_1} \frac{1}{4\pi \lambda^2_g} \left(\frac{m_2}{m_1 + m_2}\right) \frac{\epsilon \cdot R_{max}}{\operatorname{Arctg} \frac{\varphi}{\Gamma}}$$

$\Gamma_\gamma^{C.M.}$ étant exprimé dans le système du centre de masse, alors que toutes les autres valeurs sont données dans le système du laboratoire. m_1 et m_2 sont respectivement les masses de la particule incidente et du noyau cible.

La connaissance de la cible permet donc de déduire du rendement maximum d'une résonance la largeur partielle gamma du niveau alimenté, si l'on suppose connus Γ_1 et Γ.

Si l'on n'est pas dans ce cas, soit que l'on ne connaisse pas Γ_1, Γ soit que l'on ait une cible mal définie, on utilise une autre méthode qui consiste à mesurer simultanément les intensités de deux transitions issues du même niveau. On montre, dans le domaine de validité de la formule de Breit et Wigner à un niveau à l'aide des formules (1) et (2) que le rapport de ces intensités est égal au rapport d'embranchement des deux transitions.

La connaissance de la largeur partielle du niveau étudié pour une de ces transitions permet alors de déduire la valeur de l'autre. Pour toutes ces mesures nous avons choisi comme transition de référence celle conduisant à l'état fondamental.

b) Rendement expérimental d'une résonance

La détermination du rendement expérimental d'une résonance implique la connaissance de l'efficacité totale de détection du rayonnement gamma ou de la paire monopolaire détectée.

Si N est le nombre d'événements comptés par particule incidente et ϵ_t cette efficacité totale de détection, le rendement expérimental de la résonance est égal à :

$$R_{exp.} = N/\epsilon_t$$

Pour une transition mise en évidence par une mesure de spectre direct on a :

$$\epsilon_t = (\varepsilon\Omega)_{E\gamma} \cdot A_{E\gamma} \cdot D_{E\gamma}$$

où - $A_{E\gamma}$ est un facteur de correction dû à l'absorption des rayonnements gamma dans les parois de la boite de cible.

- $D_{E\gamma}$ est un facteur de discrimination que l'on évalue à l'aide d'un spectre de référence en faisant le rapport de l'aire de ce spectre supérieur au seuil de discrimination à son aire totale.

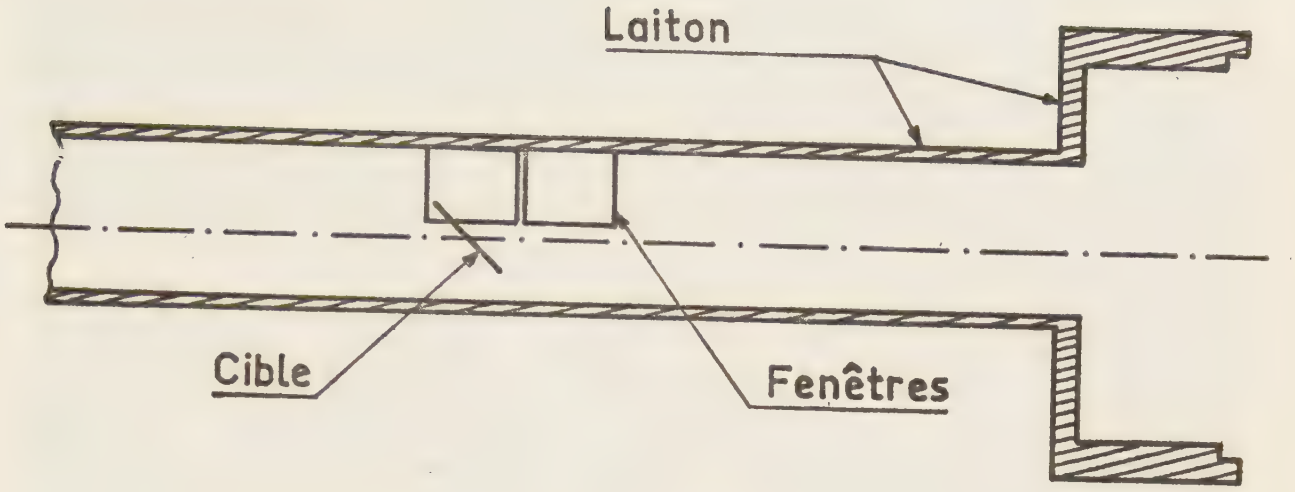
- $(\varepsilon\Omega)_{E\gamma}$ efficacité totale de détection du rayonnement gamma d'énergie $E\gamma$.

Si la distribution angulaire du rayonnement gamma détecté est assez accentuée son effet sur l'efficacité de détection peut ne pas être négligeable. Pour évaluer le facteur de correction qui en résulte nous avons employé la méthode développée par Rose (28). La distribution angulaire utilisée provenant soit de résultats expérimentaux ou étant calculée à l'aide des tables de Sharp et al. (40).

Pour les transitions mises en évidence par une méthode de coïncidences entre rayonnements gamma, l'efficacité de détection est égale à :

$$\epsilon_t = (\varepsilon\Omega)_{E\gamma_1} \cdot (\varepsilon\Omega)_{E\gamma_2} \cdot A_{E\gamma_1} \cdot A_{E\gamma_2} \cdot D_{E\gamma_1} \cdot D_{E\gamma} \cdot \eta$$

Les indices 1 et 2 représentent les deux termes de la cascade que l'on détecte et η l'efficacité du circuit de coïncidences. Nous avons vérifié que cette efficacité était égale à 1 dans les limites des erreurs expérimentales en utilisant la cascade gamma-gamma alimentée à la résonance située à Ep = 675 keV de la réaction $^{11}B\ (p, \gamma)\ ^{12}C^*$.



Coupe longitudinale de la boîte de cible

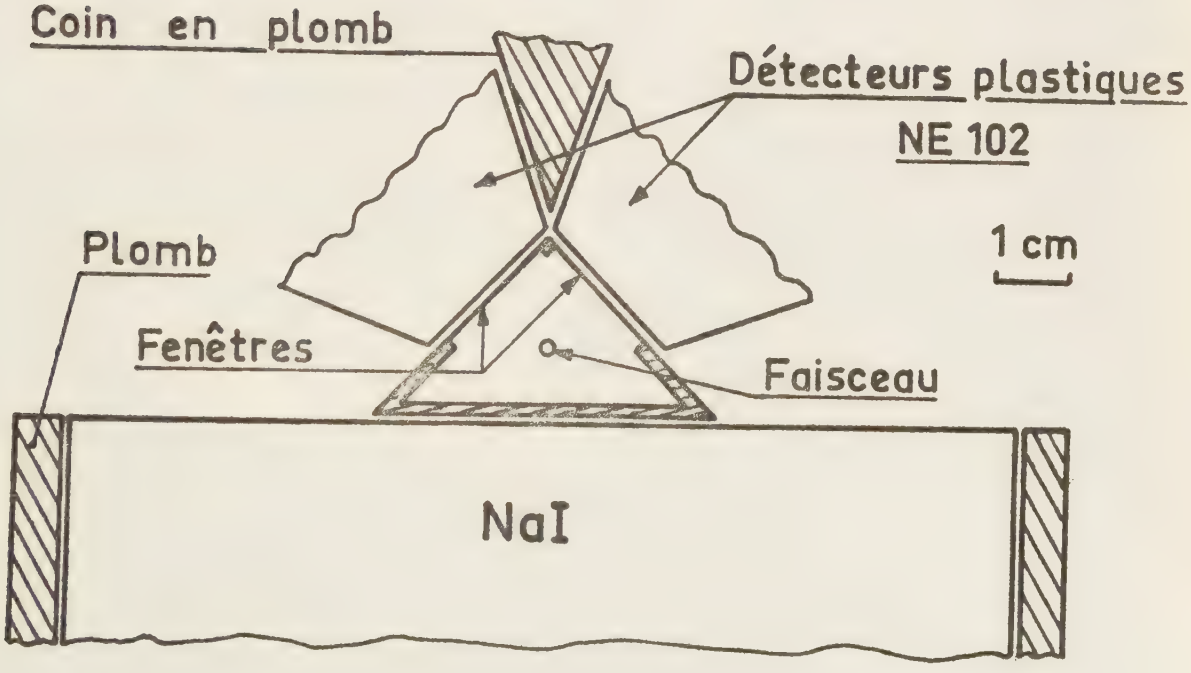
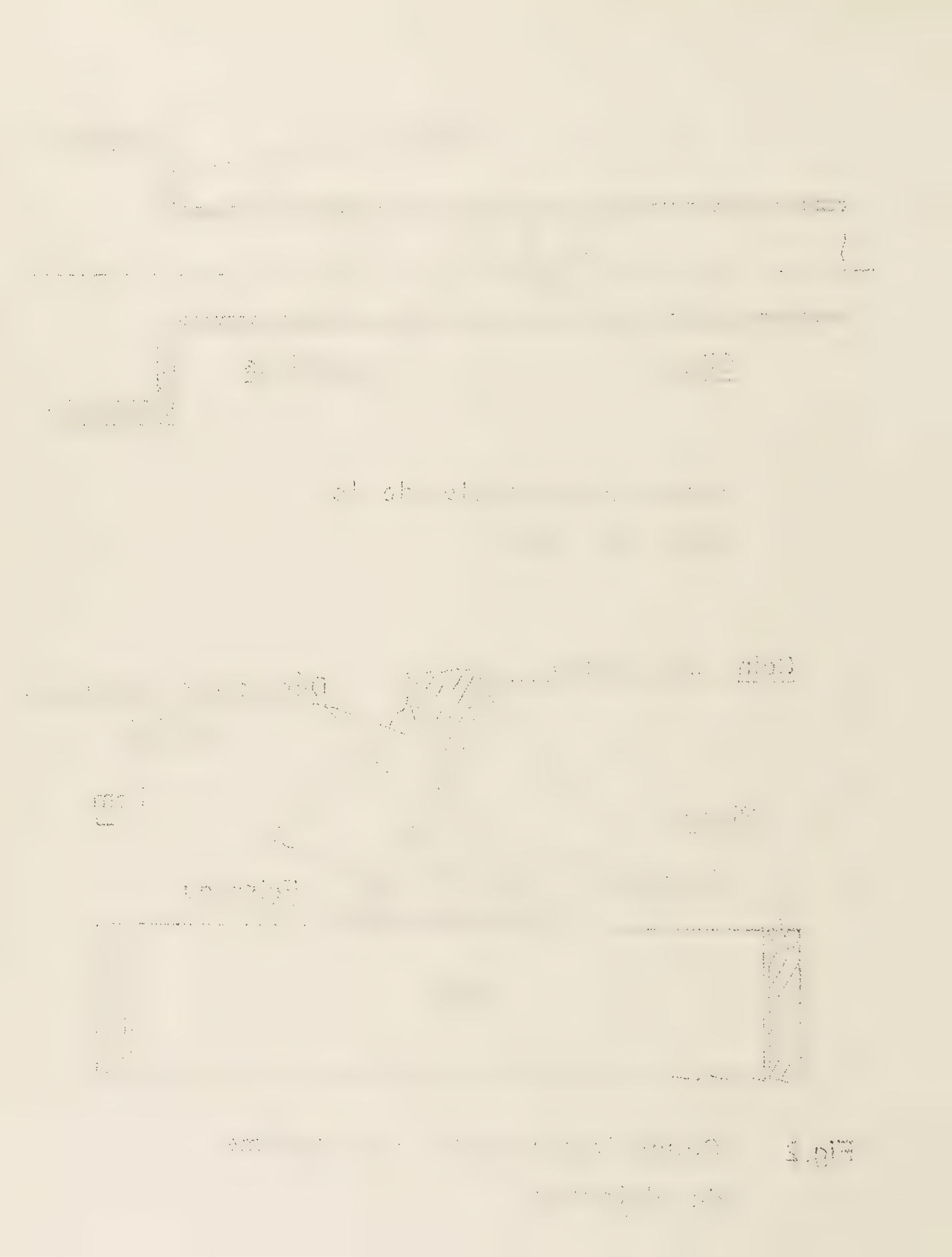


Fig. 2 Coupe transversale du système de détection



Les grands angles solides utilisés nous ont permis de négliger l'effet des corrélations angulaires des rayonnements gamma des cascades détectées sur l'efficacité de détection.

Pour les transitions mises en évidence par des coïncidences triples rayonnements gamma - paires monopolaires on a :

$$\epsilon_t = (\epsilon\Omega)_{E1} \cdot \epsilon_{\pi\pi} \cdot A_{E\gamma 1} \cdot D_{E\gamma 1}$$

l'indice 1 représente le premier terme de la cascade et $\epsilon_{\pi\pi}$ l'efficacité totale de détection des paires monopolaires que l'on détermine expérimentalement.

II.- DETECTION DES CASCADES RAYONNEMENTS GAMMA - PAIRES MONOPOLAIRES

La mise en évidence des cascades par une méthode de coïncidence triple implique la recherche d'une efficacité de détection maximale puisque cette efficacité dépend de 3 angles solides. Tout le système de détection est conçu dans ce but.

a) Boite de cible

Nous avons utilisé comme boite de cible un tube de section triangulaire (fig. 2). Cette forme nous permet d'approcher les trois détecteurs le plus près possible de la cible (la distance entre le point d'impact du faisceau sur la cible et les détecteurs est de l'ordre de 1 cm). Les parois de cette boite sont percées de deux fenêtres (15 mm x 25 mm) couvertes de mylar. Le plan de la cible forme avec l'axe du faisceau un angle de 45°.

b) Détection

α) détection des rayonnements gamma

Pour détecter les rayonnements gamma nous avons utilisé un cris-

tal NaI(Tl) 12,7 cm x 10,2 cm entouré d'un cylindre de plomb de 12 mm d'épaisseur afin de diminuer l'influence du bruit de fond ambiant, la face frontale de ce cristal se trouve à 1 cm du centre de la cible.

Nous avons utilisé les tables de E.A.Wolicki et al. (29) pour obtenir les efficacités de détection de ce cristal et nous avons vérifié ces efficacités à l'aide de sources calibrées et par mesures de cascades γ-γ d'intensités connues.

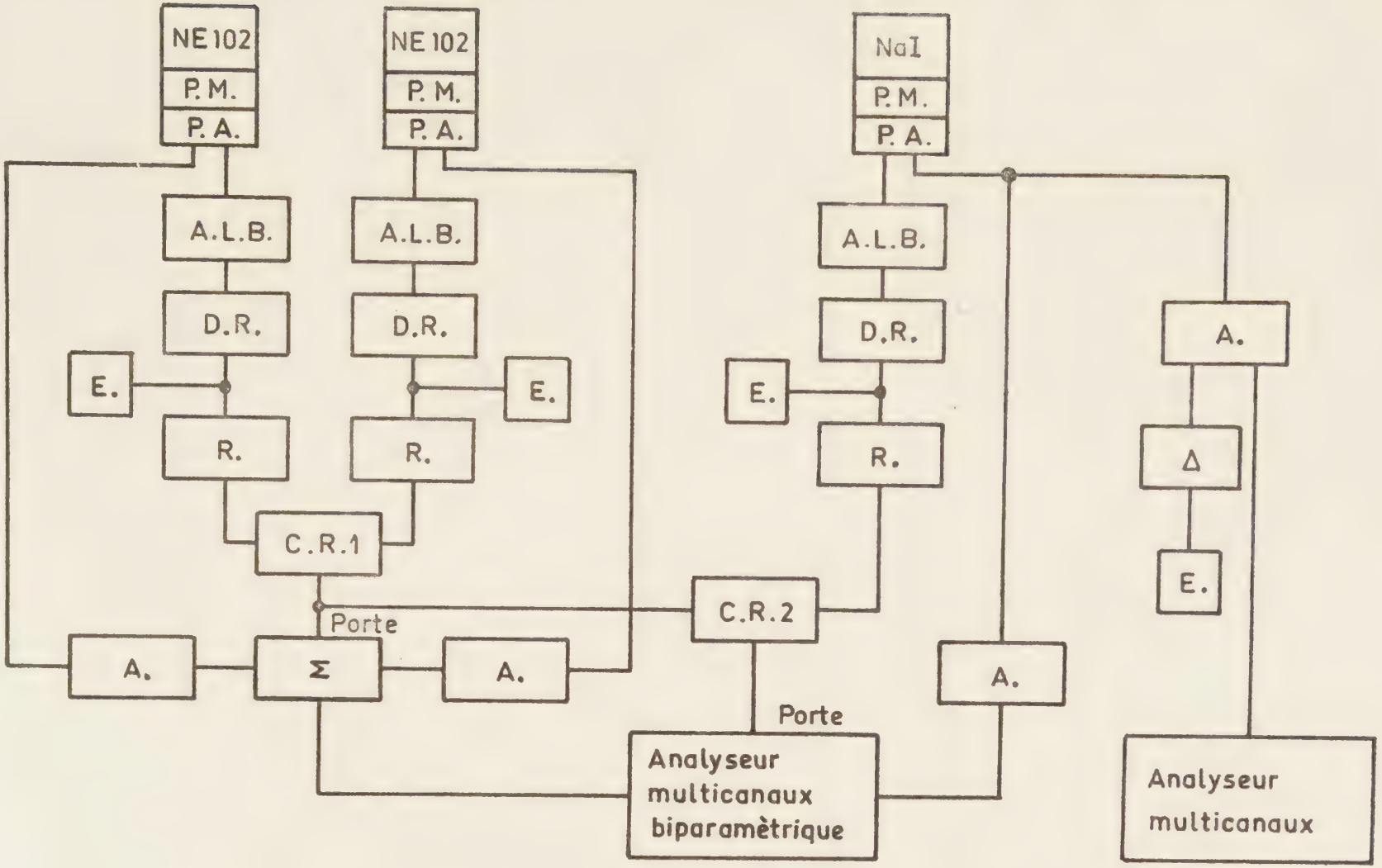
β) détection des paires monopolaires

Les électrons et les positrons sont détectés par deux scintillateurs plastiques NE 102, de 2 cm d'épaisseur correspondant au parcours maximum des particules que l'on veut détecter. Les deux compteurs sont placés sur les fenêtres en mylar aménagées dans la boite de cible, leurs axes formant un angle de 90°, le rapport de la corrélation entre électron et positron des paires monopolaires à celle d'électron et positron des paires d'autre multipolarité étant le plus favorable à cet angle. L'absorption en énergie du mylar et des feuilles de métal (2/100 mm de cuivre) qui protègent les scintillateurs de la lumière est de l'ordre de 100 keV ce qui est faible devant l'énergie des électrons détectés (2,5 MeV en moyenne).

Nous avons introduit dans l'espace séparant les deux scintillateurs un coin en plomb afin de diminuer les interactions possibles entre eux (passage direct d'un électron d'un cristal dans l'autre, diffusion Compton dans un cristal et absorption du rayonnement diffusé dans l'autre, etc....).

γ) circuit électronique

Le dispositif électronique utilisé fig. 3, consiste principalement en deux circuits de coïncidence rapide l'un C.R.1 (2τ = 15 nsec) définissant une paire et l'autre C.R.2 (2τ = 45 nsec) définissant une cascade rayonnement gamma - paire monopolaire. L'énergie de la paire monopolaire est



A.	Amplificateur	E.	Echelle de comptage
A.L.B.	Amplificateur à large bande	P.A.	Préamplificateur
C.R.	Coïncidence rapide	R.	Retard
D.R.	Discriminateur rapide	Δ	Analyseur monocanal
		Σ	Circuit de sommation

Fig. 3 CIRCUIT ELECTRONIQUE DE COINCIDENCES γ- n

déterminée en additionnant les impulsions des voies proportionnelles des deux scintillateurs plastiques ayant satisfait à la coïncidence C.R.1.

Pour certaines mesures (transitions issues des niveaux 17,30 MeV ; 17,13 MeV ; 16,22 MeV et 13,10 MeV) nous avons observé sur deux analyseurs multicanaux les spectres des rayonnements gamma et des paires monopolaires en coïncidence respectivement avec les paires monopolaires et les rayonnements gamma.

Un autre analyseur multicanaux enregistre le spectre direct des rayonnements gamma émis. A partir de ce spectre on déduit l'intensité de la transition gamma au niveau fondamental nous servant de référence.

c) Mesure de l'efficacité de détection des paires monopolaires

L'efficacité de détection des paires monopolaires est déterminée à la résonance située à Ep = 842 keV de la réaction $^{12}F\ (p,\alpha\gamma)\ ^{16}O$ à l'aide d'une cible de fluorure de lithium déposée sur un support en tantale (0,1 mm d'épaisseur). Le rendement théorique de cette cible est obtenu à partir des largeurs et sections efficaces données par Isoya (30) et Marion (31) :

Réactions	Ep (keV)	Γ (keV)	σ_R (mb)
$^{19}F\ (p,\alpha\pi)\ ^{16}O$	842	23	3,4
$^{19}F\ (p,\alpha\gamma)\ ^{16}O$	872,11	4,7 $\pm$ 0,2	540

La largeur de la cible est déterminée à la résonance située à Ep = 872 keV.

La méthode utilisée consiste à comparer le nombre de paires détectées par notre dispositif au rendement théorique de cette résonance obtenu à l'aide de la formule (3). L'efficacité de détection des paires monopolaires est alors égale à :

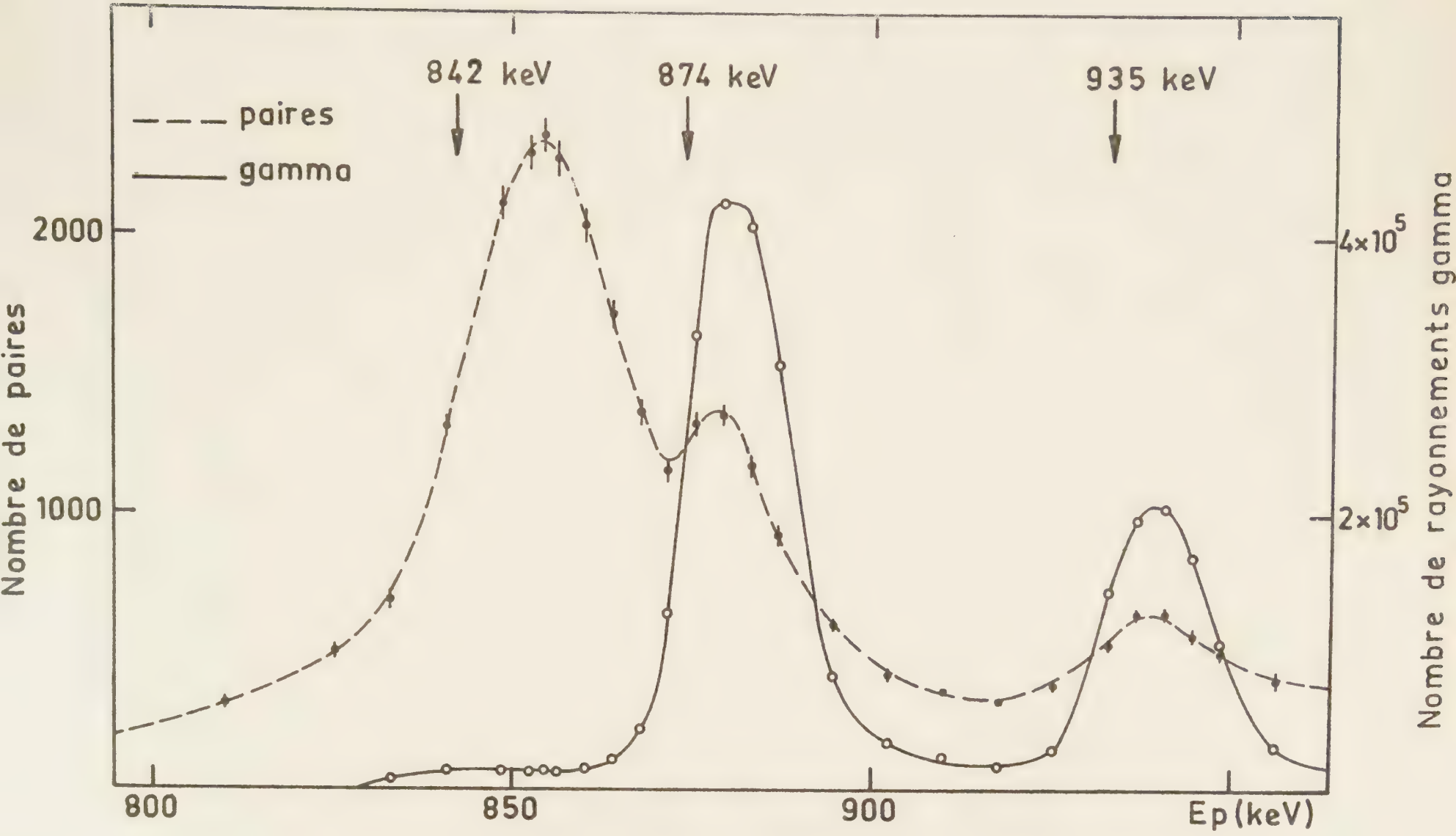


Fig.4 Courbes d'excitation de la réaction $^{19}F(p,\alpha)^{16}O^{*}$

$$\epsilon_{\pi} = \frac{N_{\pi} \text{ (compté)}_{max}}{R_{max}}$$

où N_{π} (compté)$_{max}$ représente le nombre de paires détectées au maximum de la résonance par proton incident, R_{max} est défini au paragraphe précédent.

La fig. 4 montre les courbes d'excitations obtenues en paires monopolaires et en rayonnements gamma aux deux résonances étudiées.

Un spectre de paires monopolaires mesuré au maximum de la résonance située à Ep = 842 keV est montré à la fig. 5

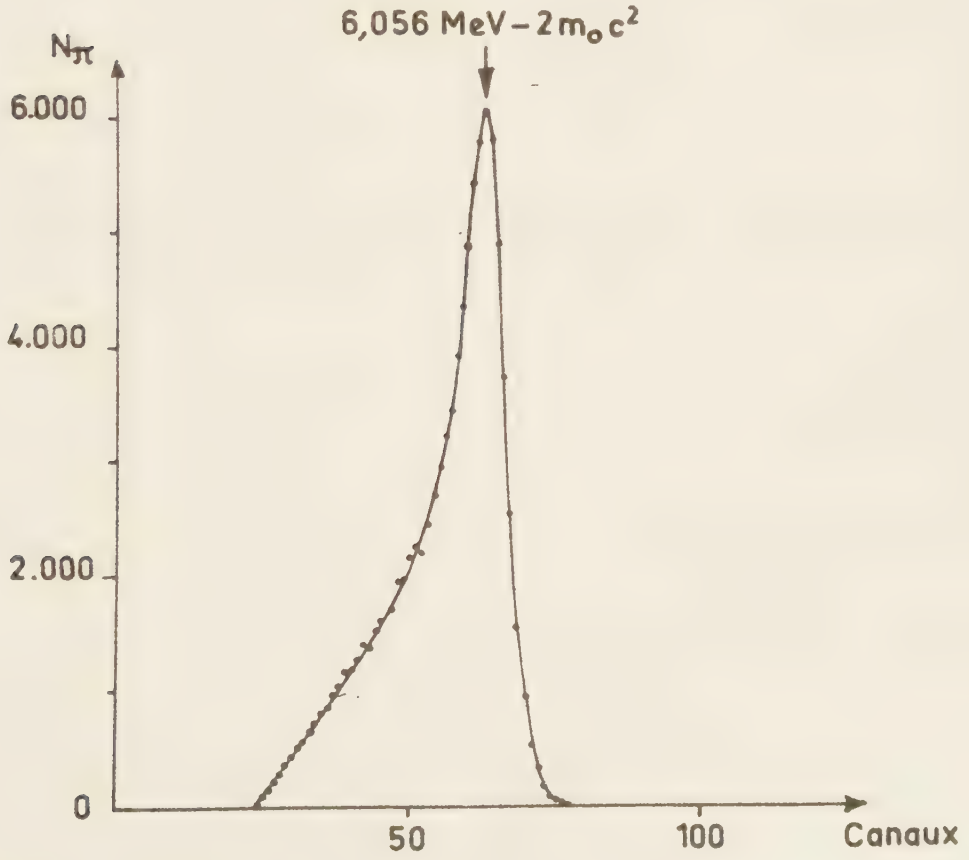


Fig.5 Spectre de la somme des électrons à la résonance Ep = 842 keV de $F^{19}(p,\alpha)O^{16*}$

Nous mesurons une résolution en énergie de 15 % sur la raie de sommation . De ces mesures nous pouvons déduire l'efficacité de détection de notre système

$$\epsilon_{\pi} = (4,5 \pm 0,5)\ 10^{-2}$$

Cette méthode a l'avantage d'être indépendante du rendement de la résonance située à Ep = 872 keV, ce qui n'est pas le cas de la deuxième méthode que nous allons décrire.

On compare le rendement en paires monopolaires à la résonance située à Ep = 842 keV au rendement en rayonnements gamma de la résonance située à Ep = 872 keV. On obtient, en supposant la variation du pouvoir d'arrêt ϵ négligeable entre ces deux résonances :

$$\epsilon_{\pi} = \frac{N_{\pi}(\text{compté})_{842} \cdot (\sigma_R \Gamma \text{Arctg} \frac{\xi}{\Gamma})_{872,\gamma} \cdot (\varepsilon\Omega)_{E\gamma} \cdot D_{E\gamma} \cdot A_{E\gamma}}{N_{\gamma}(\text{compté})_{872} \cdot (\sigma_R \Gamma \text{Arctg} \frac{\xi}{\Gamma})_{842,\pi}}$$

où $(\varepsilon\Omega)_{E\gamma}$: est l'efficacité de détection totale des rayonnements gamma détectés.

$A_{E\gamma}$: facteur de correction dû à l'absorption des rayonnements gamma dans les parois de la boite de cible.

$D_{E\gamma}$: facteur de discrimination en énergie des rayonnements gamma

On a ainsi une mesure de l'efficacité de détection de notre système :

$$\epsilon_{\pi} = (4,7 \pm 0,5)\ 10^{-2}$$

résultat en bon accord avec celui obtenu à l'aide de la méthode précédente.

Nous avons utilisé une moyenne pondérée de ces deux résultats.

Pour certaines mesures effectuées à l'aide de la réaction $^{15}N + p$ (aux résonances situées à Ep = 4,37 MeV, 5,35 MeV et 5,50 MeV) l'énergie des particules incidentes est assez grande pour leur permettre d'atteindre les détecteurs par diffusion élastique. Nous avons donc placé entre les compteurs et la cible un absorbant supplémentaire (une feuille de cuivre de 2/100 mm d'épaisseur). Nous avons mesuré l'efficacité de détection dans ces conditions.

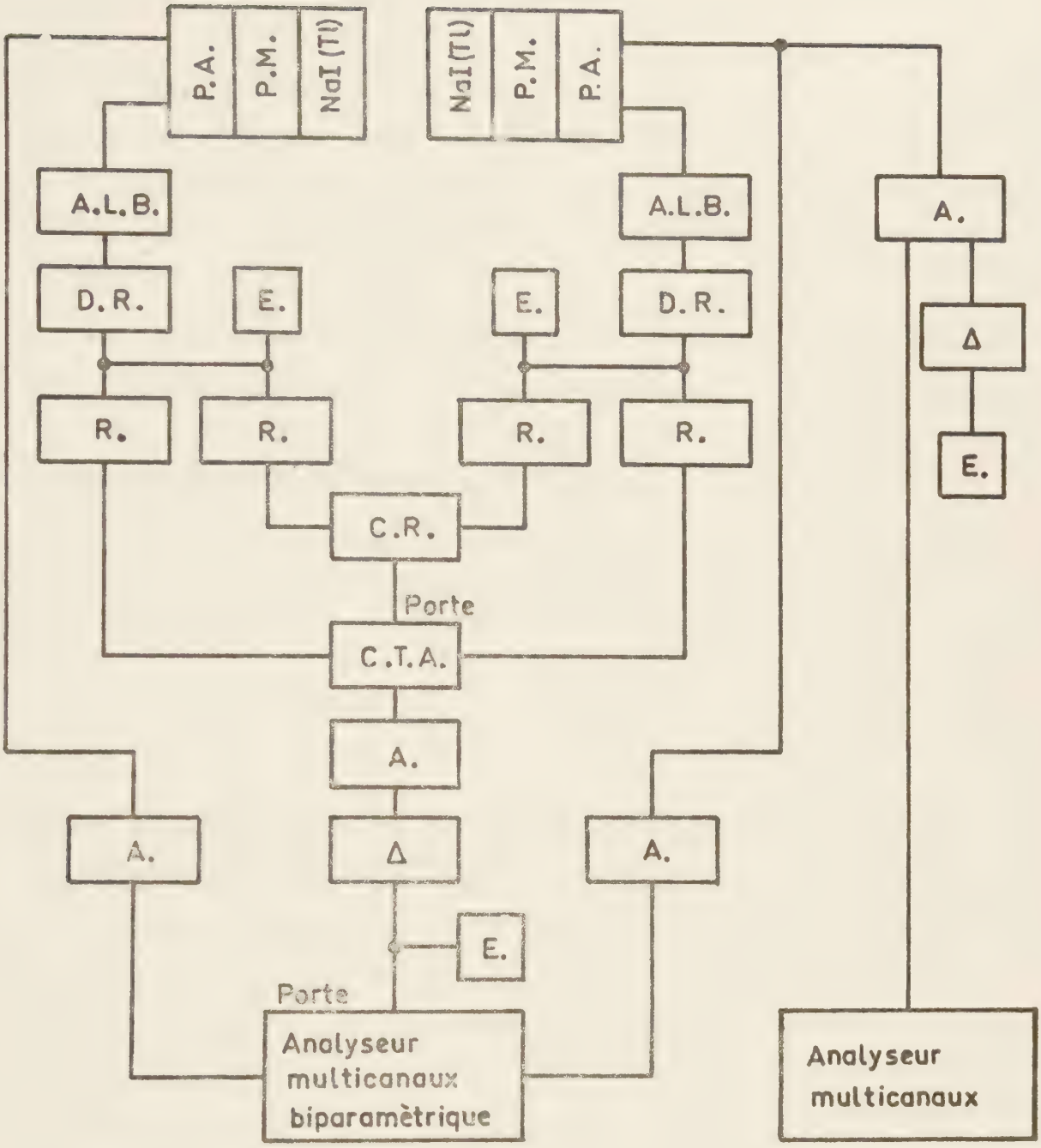
III.- DETECTION DES CASCADES DE RAYONNEMENTS GAMMA

Le faible rendement des réactions $^{15}N\,(p,\gamma)\,^{16}O^{*}$ et $^{12}C\,(\alpha,\gamma)\,^{16}O^{*}$ et la présence des réactions parasites $^{15}N\,(p,\alpha_1)\,^{12}C^{*}$, $^{15}N\,(p,n)\,^{15}O$; $^{13}C\,(\alpha,n)\,^{16}O$ et $^{127}I\,(n,\gamma)\,^{128}I^{*}$ nous ont incités à employer une méthode de coïncidences entre rayonnements gamma pour mettre en évidence les transitions cherchées. La résolution en énergie des détecteurs ne permet pas toujours de séparer les diffférentes transitions possibles. Nous employons alors un détecteur au germanium compensé au lithium.

a) Coïncidences entre rayonnements gamma

La boite de cible est un tube en laiton de section carrée. Dans celle-ci, la cible est placée de manière à ce que son plan forme, avec l'axe du faisceau, un angle de 45^{o}.

Les deux cristaux NaI (Tl) 12,7 cm x 10,2 cm. utilisés sont placés de part et d'autre de la cible. Leur axe commun faisant un angle de 90^{o} avec l'axe du faisceau. La distance entre les faces frontales de ces détecteurs est de 3 cm. Le grand angle solide ainsi obtenu permet d'autre part d'atténuer l'effet de la corrélation angulaire entre les rayonnements gamma de la cascade.



A.	Amplificateur	E	Echelle de comptage
A.L.B.	Amplificateur à large bande	P.A.	Préamplificateur
C.R.	Coïncidence rapide	P.M.	Photomultiplicateur
C.T.A.	Convertisseur temps amplitude	R.	Retard
D.R.	Discriminateur rapide	Δ	Analyseur monocanal

Fig. 6 CIRCUIT ELECTRONIQUE DE COINCIDENCES γ-γ

Le dispositif électronique utilisé (fig. 6) comprend principalement un circuit de coïncidences rapides C.R.1 constitué soit d'un circuit de coïncidences classique soit d'un convertisseur temps-amplitude suivi d'un analyseur monocanal. Le temps de résolution de ces circuits varie suivant les mesures entre 40 nsec et 60 nsec.

Les impulsions délivrées par ce circuit de coïncidences ouvrent les portes d'un analyseur multicanaux bi-paramétrique (20.000 canaux Victoreen ou 4096 canaux Intertechnique) dont chaque voie reçoit un des spectres de rayonnements gamma détectés par les cristaux.

Un deuxième analyseur multicanaux enregistre le spectre gamma direct dont on extrait l'intensité de la transition servant de référence.

b) Mise en évidence des cascades γ-γ à l'aide d'un détecteur au Germanium compensé au Lithium

La présence dans le noyau ^{16}O de deux niveaux distants d'environ 200 keV (7,117 MeV (1^-) et 6,923 MeV (2^+)) rend délicate la distinction des transitions passant par l'un ou l'autre de ces niveaux étant donné la résolution en énergie des cristaux NaI(Tl). L'utilisation d'un détecteur au germanium compensé au lithium permet de résoudre ce problème. Nous avons utilisé cette méthode pour séparer les transitions 9,85 MeV $\rightarrow$ 6,923 MeV et 9,85 MeV $\rightarrow$ 7,117 MeV.

Afin de compenser la faible efficacité de détection (de l'ordre de $6\ 10^{-4}$ pour des rayonnements gamma de 6 MeV dans la géométrie utilisée), nous avons utilisé une boite de cible qui permet d'approcher le détecteur à 15 mm de la cible (fig. 7), et un faisceau de forte intensité.

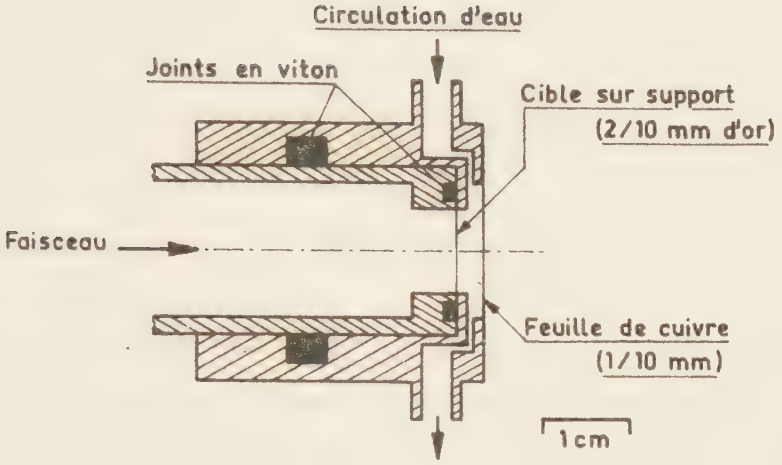


Fig. 7 Coupe schématique de la boîte pour cible refroidie

Le refroidissement de la cible, à l'aide d'une circulation d'eau permet d'utiliser des faisceaux de l'ordre de 15 µA. Le support de cible, sur lequel est déposée la cible de ^{12}C, est en or de 2/10 mm d'épaisseur. Afin d'éviter tout apport de carbone sur la cible, dû au faisceau, nous avons utilisé un piège à azote liquide.

La position du détecteur (son axe est confondu avec celui du faisceau) a été adoptée pour rendre minimale l'élargissement des pics dû à l'effet Doppler, cet effet n'étant pas négligeable à la résonance utilisée de la réaction $^{12}C\ (\alpha, \gamma)\ ^{16}O^{*}$.

La vitesse de recul du noyau ^{16}O à la résonance située à $E_\alpha = 3,585$ MeV est égale à :

$$V = c \cdot 0,01093$$

c étant la vitesse de la lumière.

Un rayonnement gamma émis par le noyau excité dans une direction faisant un angle θ avec l'axe du faisceau, acquiert une énergie supplémentaire :

$$\Delta E_\gamma = \frac{v}{c} \cdot E_\gamma \cdot \cos\theta = 0,01093\, E_\gamma \cos\theta$$

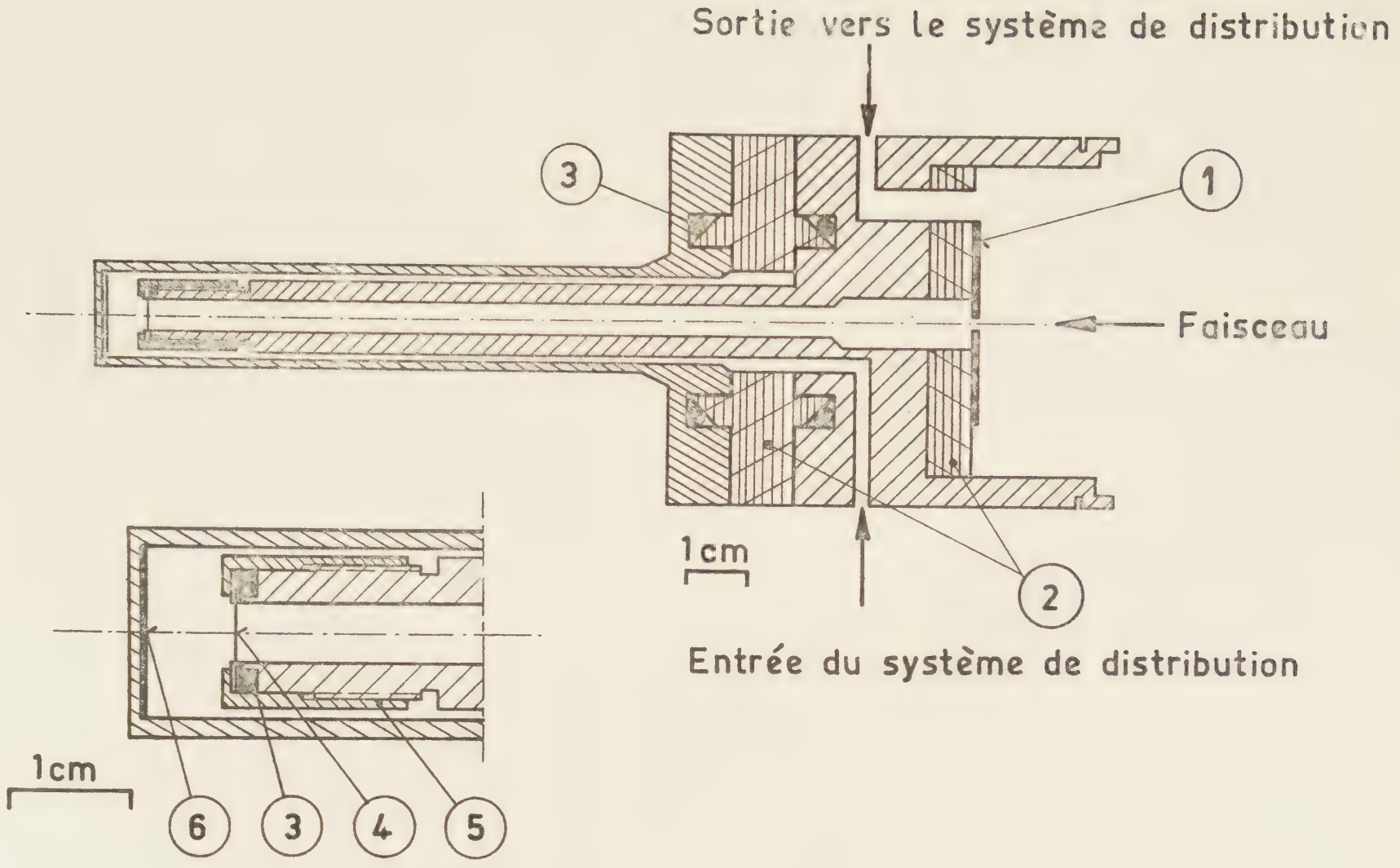
Le détecteur utilisé de 84 cm^3 de volume actif est de structure coaxiale, il a une résolution en énergie de 5 keV pour les rayonnements gamma du ^{60}Co. Le diamètre de la face avant est de 44 mm, celui de la zone morte est de 26 mm.

Dans ces conditions géométriques, on observe pour un rayonnement gamma de 6,923 MeV, si l'axe du détecteur fait un angle de 90^o avec l'axe du faisceau, un élargissement du pic de 76 keV, alors que dans les mêmes conditions, l'axe du détecteur étant cette fois confondu avec l'axe du faisceau, on observe un élargissement de 12 keV. Nous avons donc adopté cette dernière disposition.

IV.- EFFETS PARASITES

Deux sortes d'effets parasites sont observés lors de nos mesures. Les uns proviennent d'interactions entre les compteurs, du bruit de fond constant dû à l'accélérateur et au rayonnement cosmique. Les autres proviennent de réactions nucléaires ayant lieu dans la cible.

Le premier type d'événements peut être fortement réduit en blindant les détecteurs (anneau de plomb autour des NaI, coin en plomb entre les scintillateurs plastiques, etc...). Leur contribution peut être évaluée en partie par une mesure faite en dehors de la résonance chaque fois que cela est possible.



1. Diaphragme en tantale
2. Disques isolants en téflon
3. Joints toriques en viton
4. Feuille de nickel de 0,5 μ d'épaisseur
5. Bouchon fileté
6. Tantale d'arrêt du faisceau

Fig. 8 COUPE SCHEMATIQUE DE LA CIBLE GAZEUSE

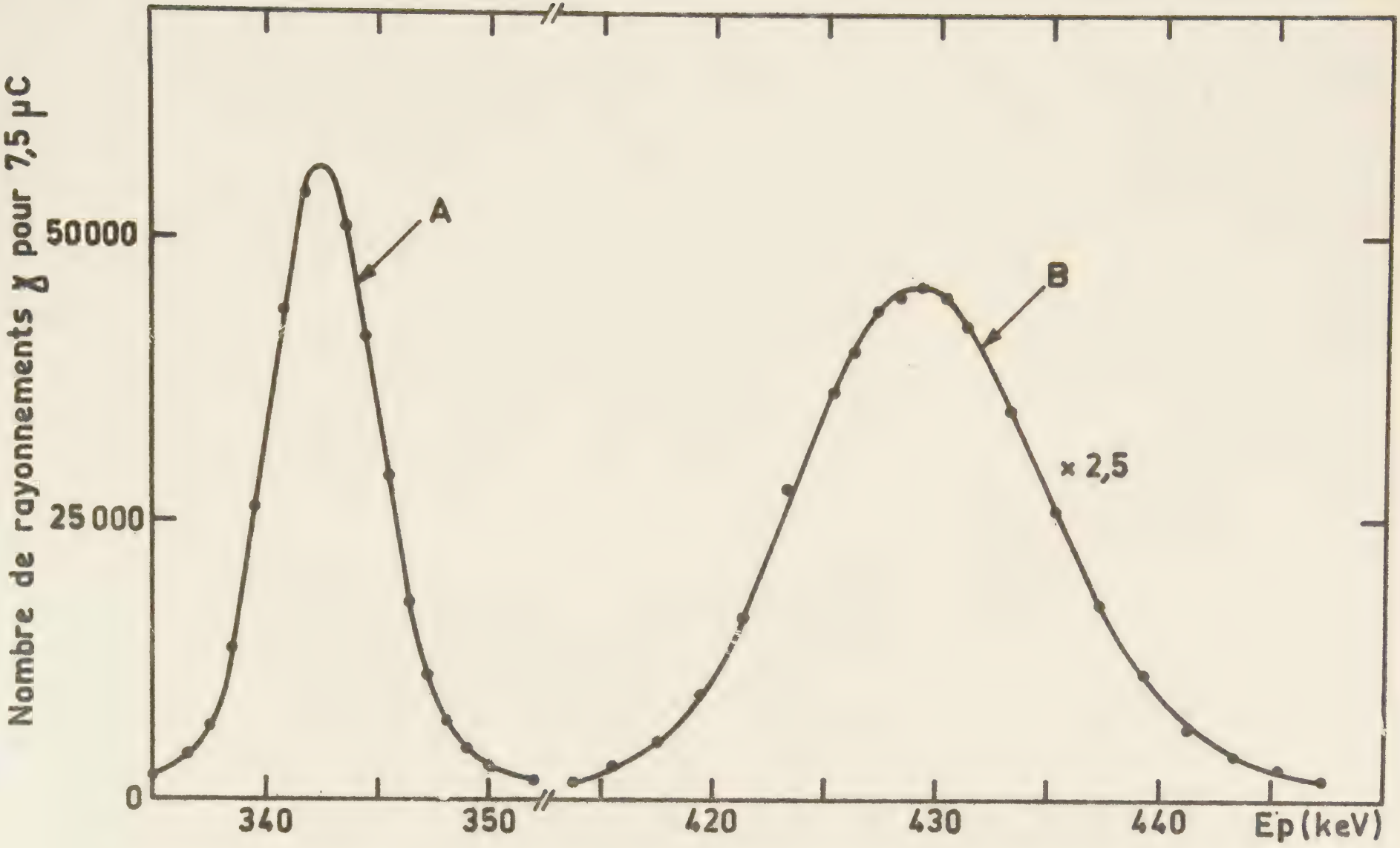
Le second type d'événements provient principalement, dans notre étude, de la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O^{*}$. Cette réaction donne deux contributions différentes, d'une part pour des particules α d'énergie supérieure à 5 MeV elle alimente directement les premiers états excités du noyau ^{16}O (32). D'autre part les neutrons émis induisent, dans les cristaux NaI(Tl) utilisés pour détecter les rayonnements gamma, la réaction $^{127}I\ (n, \gamma)\ ^{128}I^{*}$. Cette contribution est la plus importante étant donné la forte section efficace de production de neutron de la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O$ (200 mb à 5,2 MeV) (33)(34), et l'étendue en énergie du spectre des rayonnements gamma émis par l'iode (jusqu'à 7 MeV) (35) (36).

Pour réduire ces effets parasites nous avons d'une part utilisé des cibles de carbone enrichi en ^{12}C à 99,4 % et minimisé au cours des expériences tout apport de carbone sur la cible. D'autre part chaque fois que cela est possible nous effectuons des mesures complémentaires avec des cibles de carbone naturel afin de déterminer les différentes contributions.

V.- CIBLE GAZEUSE UTILISEE POUR LA MESURE DE SECTION EFFICACE

Les difficultés principales que l'on rencontre lors de la mesure de la section efficace de la réaction $^{15}N\ (p, \gamma_o)\ ^{16}O$ proviennent du faible rendement de cette réaction. Ceci implique l'utilisation d'une cible d'une certaine épaisseur (la largeur des deux niveaux étudiés étant égale respectivement à 96,5 keV et 135 keV) et rend donc très sensible la présence d'impuretés dans la cible. D'autre part il est très difficile d'obtenir des cibles homogènes de ^{15}N adsorbé de grande épaisseur. Nous avons donc utilisé une cible gazeuse qui permet d'éviter, en grande partie, ces difficultés.

La cible que nous avons employée (fig. 8) a été réalisée de manière à n'utiliser qu'un volume minimum de gaz. Elle est constituée de deux cy-



A. Cible face au faisceau
B. Feuille de nickel interposée entre le faisceau et la cible

Fig.9 COURBE D'EXCITATION DE LA REACTION $^{19}F(p,\alpha)^{16}O^*$ AU VOISINAGE DE LA RESONANCE SITUEE à Ep = 340 keV

lindres en acier inoxydable s'emboitant l'un dans l'autre. Une extrémité du tube intérieur est recouverte d'une feuille de Nickel de 0,5 μ d'épaisseur, délimitant ainsi la cible gazeuse. A l'autre extrémité de ce tube se trouve un diaphragme isolé en tantale ayant une ouverture circulaire de 2 mm de diamètre.

La pression dans la cible est mesurée à l'aide d'un manomètre absolu à mercure. Un système de distribution permet d'introduire du gaz (azote enrichi en ^{15}N à 99,96 %) dans la cible, de récupérer ce gaz ou de faire le vide dans la cible.

On peut choisir différentes épaisseurs de cible en intercalant un anneau de téflon entre le tube intérieur et le tube extérieur.

Nous avons utilisé une cible de 10,5 mm de profondeur ce qui correspond à une épaisseur de 26 keV pour des protons de 900 keV, lorsque la pression dans la cible est de 7 cm de mercure.

Les résonances étudiées étant situées à Ep = 338 keV et Ep = 1010 keV, nous avons vérifié que la dispersion en énergie du faisceau, dans la feuille de Nickel délimitant la cible, est négligeable. Pour ceci nous avons évaporé du fluorure de lithium sur une face d'une feuille de Nickel de même épaisseur que celles servant de fenêtre à la cible gazeuse. La mesure du rendement de la résonance située à Ep = 340 keV de la réaction $^{19}F\ (p,\alpha\gamma)\ ^{16}O$, en utilisant successivement les deux faces de la feuille de Nickel, permet alors d'évaluer la dispersion du faisceau (fig. 9). De ces mesures nous déduisons une largeur du faisceau après passage dans la feuille de Nickel de 14 keV pour des protons de 340 keV, ce qui est négligeable devant la largeur des résonances étudiées.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les états du noyau ^{16}O dont nous étudions les désexcitations électromagnétiques ont des énergies comprises entre 9,59 MeV et 17,30 MeV. Nous utilisons,pour les alimenter, les résonances des réactions $^{12}C + \alpha$ (Q = 7,162 MeV) et $^{15}N + p$ (Q = 12,126 MeV).

I.- DESEXCITATIONS ELECTROMAGNETIQUES DU NIVEAU 1^- T = 0 SITUE A 9,59 MeV

Ce niveau est alimenté à la résonance située à E_α = 3,24 MeV de la réaction $^{12}C + \alpha$. L'étude de la diffusion élastique de particules α a permis à Hill (41) de déterminer sa largeur totale Γ^{CM} = 645 keV. Bloom et al. (45) puis Larson et Spear (44) ont mesuré la transition au niveau fondamental, ils obtiennent respectivement comme largeur partielle $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}$ = 0,006 eV et $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}$ = 0,022 ± 0,005 eV.

a) Transition au niveau fondamental

La mise en évidence de cette transition est rendue délicate non seulement par la présence de la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O$ mais aussi par la largeur importante du niveau alimenté. Nous avons employé une cible de faible épaisseur (30 keV mesurés à la résonance située à E_α = 3,585 MeV de la réaction $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$, soit 31 $\mu g/cm^2$), ce qui permet d'éviter en partie l'influence de la résonance assez large située à E_α = 3,32 MeV de la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O$ ($\Gamma^{C.M.}$ = 101 keV).

L'utilisation d'un faisceau de forte intensité (10 μA) permet de compenser le faible rendement de la réaction dû en particulier à l'épaisseur de la cible. La boite pour cible refroidie que nous avons employée est identique à celle décrite au chapitre précédent, dans ce cas cependant, le support de cible (une feuille d'or de 2/10 mm) fait un angle de 45° avec l'axe du faisceau. Ceci permet de placer le détecteur, de sorte que son

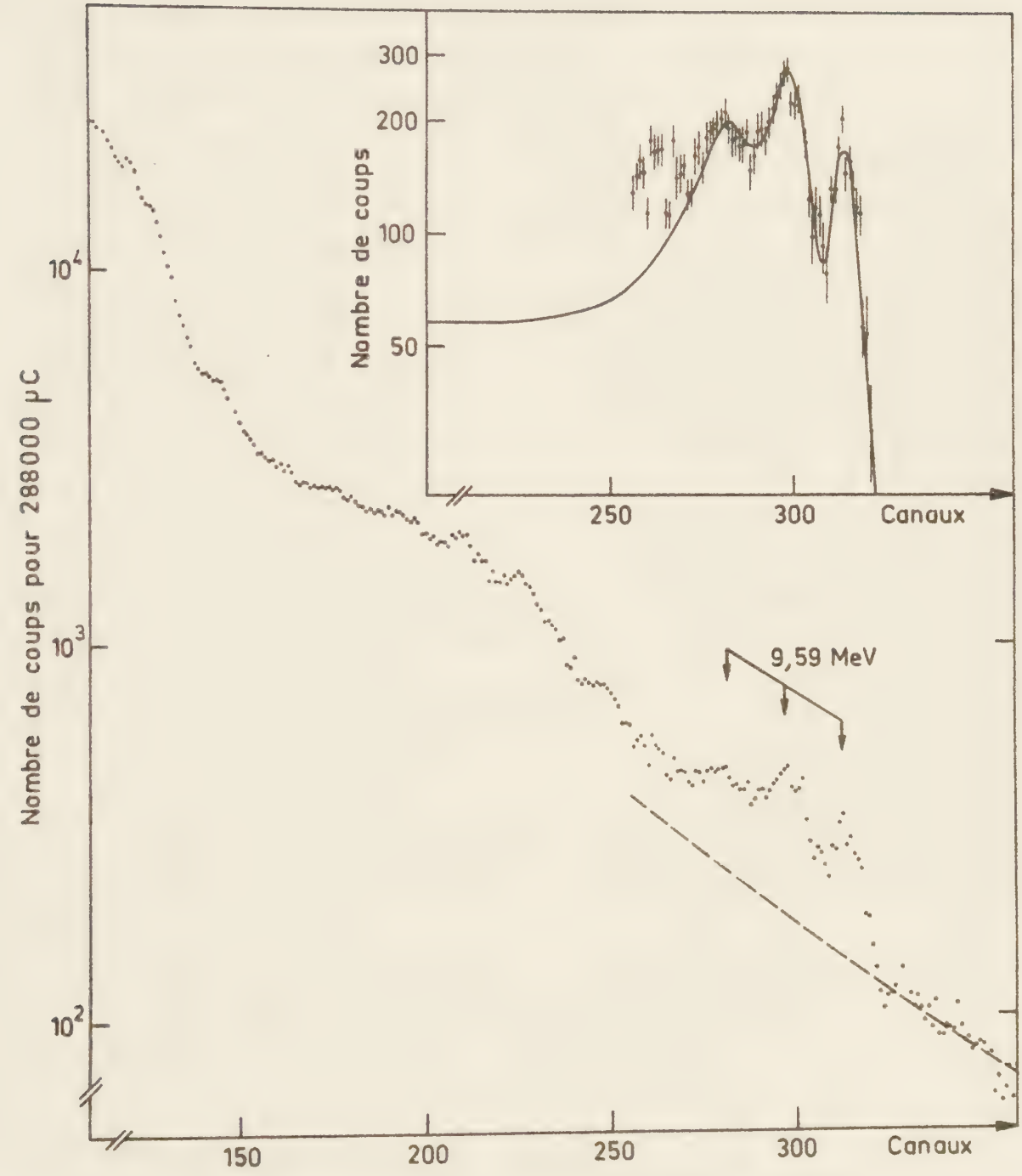


Fig.10 Spectre des rayonnements gamma mesuré à $E_\alpha = 3,2$ MeV

axe fasse un angle de 90^{o} avec celui du faisceau, en ayant une absorption minimum des rayonnements gamma dans le support de cible. A cet angle la distribution angulaire des rayonnements gamma étudiés est maximum ($W(\theta) = 1 - P_2(\theta)$). Nous avons vérifié le caractère dipolaire électrique de cette transition par des mesures à 0^{o} et 90^{o}.

Nous montrons à la figure 10 un spectre de rayonnements gamma mesuré dans ces conditions ainsi que les points expérimentaux obtenus en soustrayant du spectre direct le fond indiqué en pointillés. Le spectre de référence de rayonnements gamma de 9,59 MeV que nous donnons est déduit par interpolation entre les spectres de rayonnements gamma de 9,85 MeV et 9,17 MeV mesurés, respectivement, aux résonances situées à $E_\alpha = 3,585$ MeV de la réaction $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$ et à $E_p = 1,745$ MeV de la réaction $^{13}C\ (p, \gamma_o)\ ^{14}N$.

Nous pouvons déduire de ce dernier spectre le nombre de rayonnements gamma détectés et, en utilisant la méthode exposée au chapitre précédent, le nombre de rayonnements gamma émis :

$$N_{4\pi}(\gamma_o) = \frac{N_\gamma \text{ (comptés)}}{\overline{(\varepsilon\Omega)}_{9,59} \cdot A_{9,59}}$$

où - $A_{9,59}$ est un facteur de correction dû à l'absorption des rayonnements gamma dans la boite de cible, déterminé à l'aide des tables de White (46).

- $\overline{(\varepsilon\Omega)}_{9,59}$: est l'efficacité de détection corrigée de l'effet de distribution angulaire. Dans la géométrie utilisée on a :

$$W(\theta) = 1 - 0,44\ P_2(\theta)$$

on en déduit $\overline{(\varepsilon\Omega)}_{9,59} = (\varepsilon\Omega)_{9,59} \cdot 1,22$

$(\varepsilon\Omega)_{9,59}$ représente l'efficacité totale de détection des rayonnements gamma de 9,59 MeV.

Après avoir évalué ces différents termes correctifs, la méthode du rendement maximum nous permet d'obtenir la largeur partielle de cette transition

$$\Gamma_{\gamma_o}^{C.M.} = 0,028 \pm 0,005 \text{ eV}$$

b) Transition 9,59 MeV → 6,129 MeV

Un second NaI(Tl) 10,2 cm x 10,2 cm placé symétriquement au premier par rapport au centre de la cible permet de mesurer simultanément à la transition au niveau fondamental, les rayonnements gamma émis en coïncidence, la distance entre les faces avant des détecteurs étant de 4 cm.

Sur le spectre bidimensionnel n'apparaît aucun pic dans les régions correspondant aux énergies 6,129 MeV et 3,46 MeV(9,59 MeV - 6,129 MeV). Nous ne pouvons donc que donner une limite supérieure de la cascade cherchée. Si $N_{\gamma-\gamma}$ représente le nombre de rayonnements gamma que nous attribuons au plus à cette transition on a donc :

$$R = \frac{\Gamma_{9,59 \rightarrow 6,129}^{C.M.}}{\Gamma_{\gamma_o}^{C.M.}} \leqslant \frac{N_{\gamma-\gamma}}{N_{4\pi}(\gamma_o)(\varepsilon\Omega)_{6,13} \cdot (\varepsilon\Omega)_{3,49} \cdot A_{6,13} \cdot A_{3,49} \cdot D_{6,13} \cdot D_{3,49}}$$

- $N_{4\pi}(\gamma_o)$ est le nombre de rayonnements gamma de la transition au niveau fondamental que nous avons déterminé précédemment.

- $(\varepsilon\Omega)_{E\gamma}$ est l'efficacité totale de détection d'un rayonnement gamma d'énergie E_γ. Nous n'avons pas tenu compte de l'effet de la corrélation angulaire entre les rayonnements gamma de la cascade (cet effet est de l'ordre de 5 % dans cette géométrie).
- Les différents coefficients d'absorption $A_{E\gamma}$ sont calculés de la même manière que pour l'étude de la transition au niveau fondamental.
- $D_{6,13}$ et $D_{3,49}$ sont des facteurs de correction dus à la discrimination en énergie des rayonnements gamma, évalués à l'aide de spectres de référence de 6,129 MeV et de 3,09 MeV obtenus respectivement à l'aide des réactions $^{19}F\,(p,\alpha\gamma)\,^{16}O$ et $^{12}C\,(d,p)\,^{13}C^*$.

Tous ces facteurs de correction évalués nous obtenons :

$$\frac{\Gamma^{C.M.}_{9,59\ MeV \rightarrow 6,129\ MeV}}{\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}} \leqslant 5.10^{-2}$$

la limite supérieure de la largeur partielle de cette transition peut être déduite en utilisant la largeur partielle de la transition au niveau fondamental que nous avons mesurée :

$$\Gamma^{C.M.}_{9,59\ MeV \rightarrow 6,129\ MeV} \leqslant 1,4\ 10^{-3}\ eV$$

c) Transition 9,59 MeV → 6,056 MeV

Nous avons étudié cette transition en mesurant le rapport d'embranchement $\dfrac{\Gamma^{C.M.}_{9,59\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV}}{\Gamma^{C.M.}_{9,59\ MeV \rightarrow 0}}$. La cascade cherchée étant mise

en évidence par la méthode de coïncidence triple rayonnements gamma - paires monopolaires.

Nous avons utilisé, pour cette mesure, une cible de ^{12}C sans support de 290 $\mu g/cm^2$ ce qui correspond à 310 keV pour des particules α de 3,3 MeV. Cette épaisseur a été déterminée en mesurant la perte d'énergie dans la cible des particules α émises par une source d'Américium. Le faisceau utilisé au cours de l'expérience étant de l'ordre de 2/10 μA.

Le spectre bidimensionnel obtenu ne présente aucune raie correspondant aux paires monopolaires (6,056 MeV - 2 $m_o c^2$), ni aux rayonnements gamma de 3,53 MeV (9,59 - 6,056 MeV). Nous n'obtenons donc qu'une limite supérieure pour l'intensité de cette cascade. Si $N_{\gamma-\pi}$ est le nombre de rayonnements gamma que nous attribuons au plus à cette transition, nous avons :

$$R = \frac{\Gamma^{C.M.}_{9,59\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV}}{\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}} = \frac{N_{\gamma-\pi}}{N_{4\pi}(\gamma_o).\ \varepsilon_\pi(\varepsilon\Omega)_{3,53}.A_{3,53}.D_{3,53}}$$

- $N_{4\pi}(\gamma_o)$ représente le nombre de rayonnements gamma de la transition au niveau fondamental et est déterminé de la même manière que précédemment.

  ε_π est l'efficacité totale de détection des paires monopolaires que nous avons mesurée à l'aide de la méthode décrite au chapitre II.

Nous obtenons alors :

$$\boxed{R \leqslant 10^{-2}}$$

Dans ces conditions, en utilisant la largeur $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}$ que nous avons mesurée, nous déduisons :

$$\boxed{\Gamma^{C.M.}_{9,59\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV} \leqslant 2,8.10^{-4}\ eV}$$

2.- TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES ISSUES DU NIVEAU 2^+ T = 0 SITUE A 9,85 MeV.

Cet état a été étudié à l'aide de la réaction $^{12}C + \alpha$ par Hill (41) et Miller Jones et al. (42) qui ont déterminé ses nombres quantiques et sa largeur totale $\Gamma^{CM} = 0,8$ keV.

La transition électromagnétique de ce niveau vers l'état fondamental a été mesurée par Meads et al. (43) qui déduisent une largeur partielle pour cette transition $\Gamma^{CM}_{\gamma_o} = 0,02 \pm 0,01$ eV. On peut comparer cette valeur à celle obtenue plus récemment par Larson et Spear (44) : $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o} = 0,0059 \pm 0,0006$ eV qui, d'autre part mettent en évidence une cascade gamma-gamma sans pouvoir préciser toutefois si le niveau intermédiaire est l'état 2^+ à 6,923 MeV ou l'état 1^- à 7,117 MeV mais en donnant toutefois une largeur partielle pour cette transition $\Gamma^{C.M.}_{casc.} = 0,0012 \pm 0,0004$ eV.

Nous avons alimenté ce niveau par la réaction $^{12}C + \alpha$ à la résonance située à $E_\alpha = 3,585$ MeV.

a) Transition 9,85 MeV → 0

Pour étudier la transition au niveau fondamental nous avons utilisé une cible de carbone de 5 µg/cm^2 déposée sur un support en or de 2/10 mm. Cette épaisseur (4,8 keV, mesurée à la résonance de la réaction $^{12}C(\alpha,\gamma_o)^{16}O$ alimentant le niveau étudié) a été choisie pour minimiser les contributions de la résonance large située à $E_\alpha = 3,25$ MeV de la réaction $^{12}C + \alpha$ ($\Gamma^{CM} = 645$ keV) et de la réaction $^{13}C(\alpha,n)^{16}O$ tout en conservant un rendement satisfaisant à la réaction étudiée.

Ce rendement étant amélioré, d'autre part en utilisant un faisceau de forte intensité (15 µA) avec la boite pour cible refroidie décrite au chapitre II. Les rayonnements gamma sont détectés à l'aide d'un cristal NaI (Tl) de 12,7 cm x 10,2 cm placé à 1 cm de la cible, son axe étant confondu

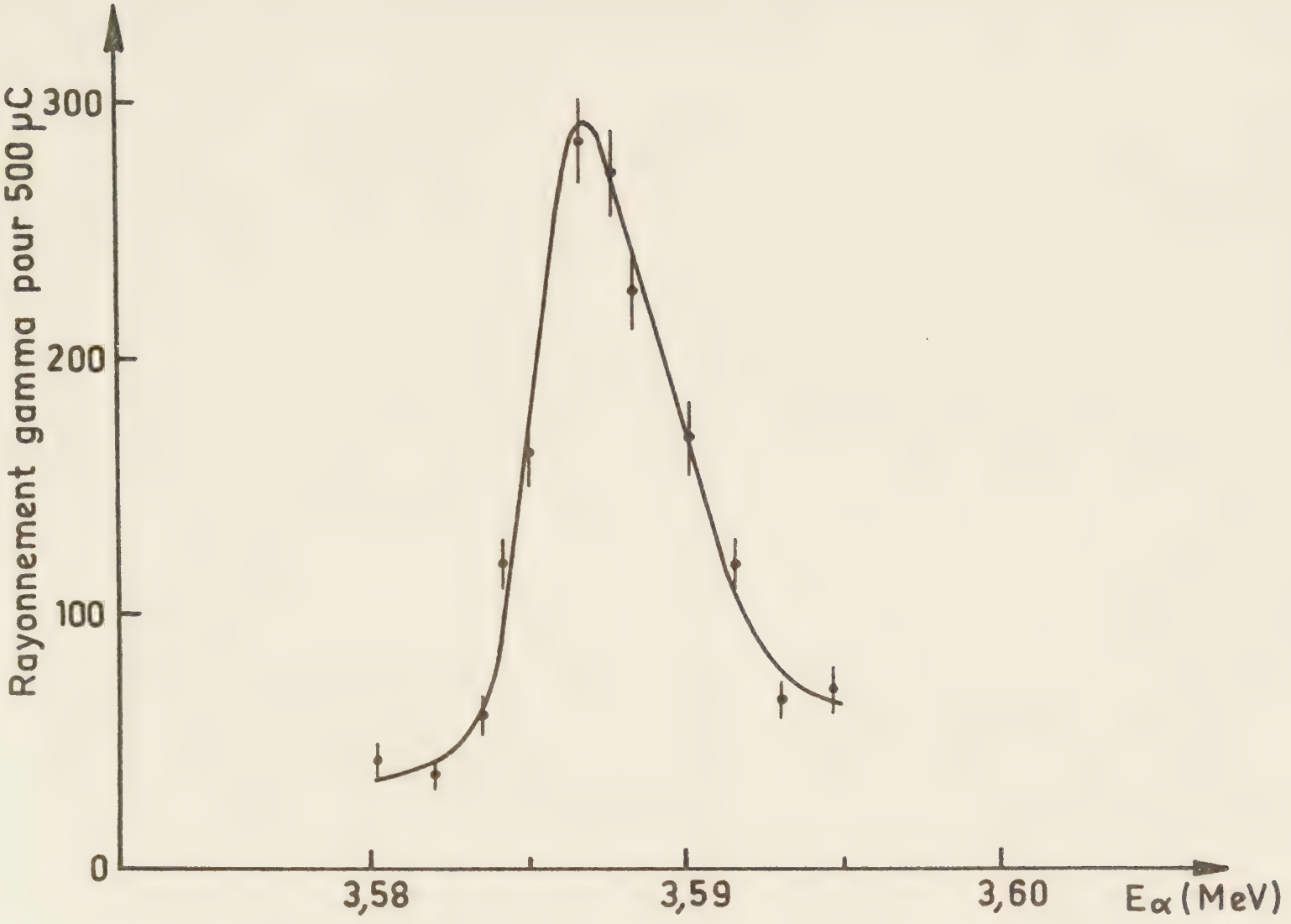


Fig. 11 Courbe d'excitation de la réaction $^{12}C(\alpha,\gamma_0)^{16}O$ entre $E\alpha = 3{,}58$ MeV et $E\alpha = 3{,}595$ MeV

avec celui du faisceau. La fig. 11 montre la courbe d'excitation de la réaction $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$ autour de cette résonance, obtenue dans ces conditions. La comparaison de deux spectres, l'un mesuré au maximum de la résonance et l'autre en dehors permet de déduire le nombre de rayonnements gamma détectés. De la même manière que lors de l'étude de la transition 9,59 MeV $\rightarrow$ 0 nous déterminons le nombre de rayonnements gamma émis, la méthode du rendement maximum d'une résonance nous permet alors de déduire la largeur partielle du niveau pour cette transition :

$$\Gamma_{\gamma_o}^{C.M.} = (6,3 \pm 0,6)\ 10^{-3}\ eV$$

La correction de distribution angulaire, pour cette transition et dans cette géométrie étant de 14 %.

b) Transition 9,85 MeV $\rightarrow$ 6,056 MeV

Nous avons étudié cette transition en mesurant simultanément les intensités de la transition au niveau fondamental et de la cascade de 9,85 MeV $\rightarrow$ 6,056 MeV $\rightarrow$ 0. Celle-ci étant mise en évidence par la méthode de coïncidence entre rayonnements gamma et paires monopolaires (47).

Nous avons utilisé une cible de carbone de 10 $\mu g/cm^2$ sans support. La surface de la cible fait un angle de 45° avec l'axe du faisceau. Dans ces conditions son épaisseur, mesurée à la résonance de la réaction $^{12}C(\alpha, \gamma_o)^{16}O$ alimentant le niveau étudié, est de 13,6 keV.

Le faisceau utilisé au cours de cette mesure était de l'ordre de 1 μA.

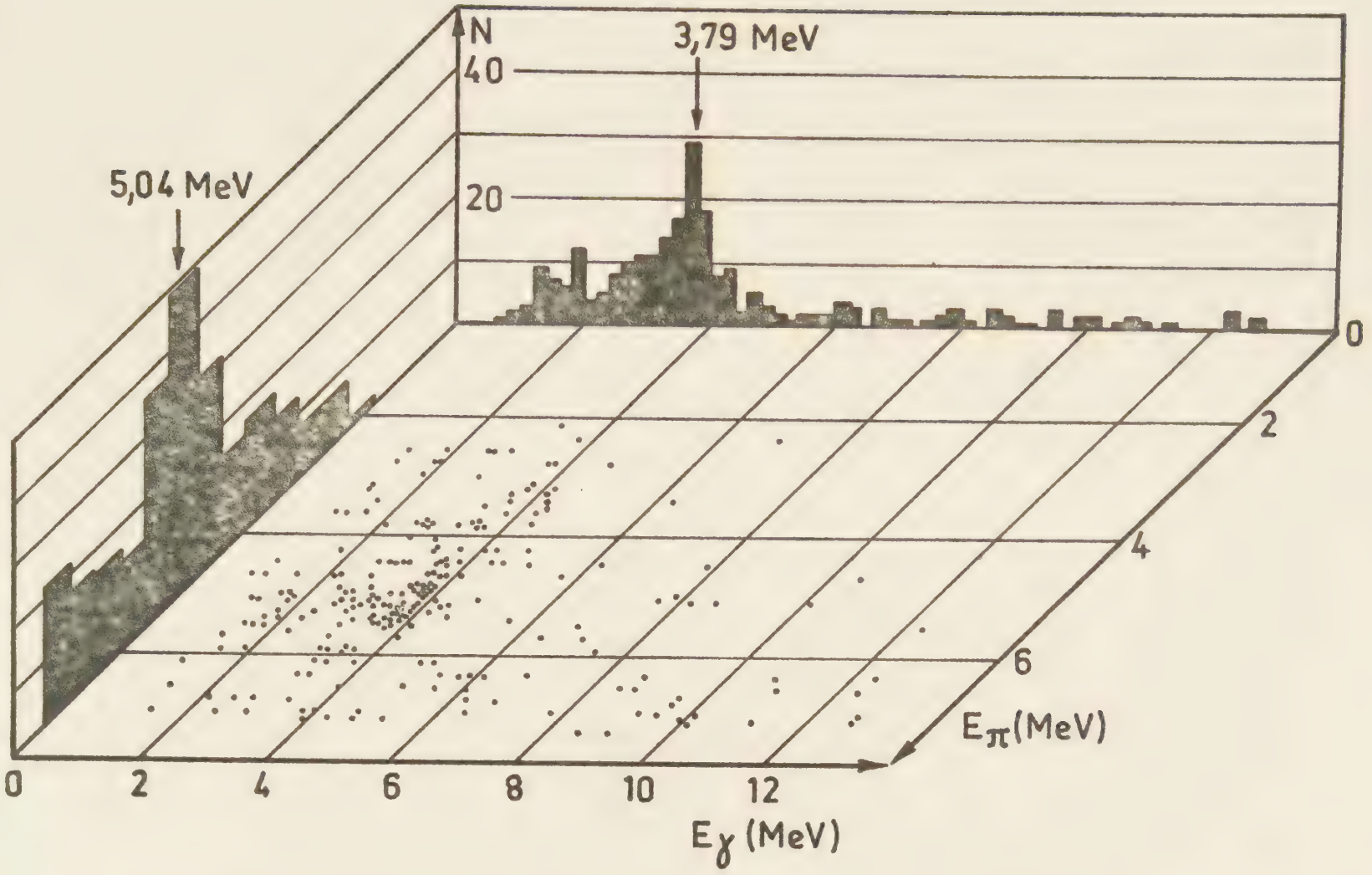


Fig.12 Spectre biparamétrique des coïncidences $\gamma - \pi$ obtenu à $E_\alpha = 3,585$ MeV

A la figure 12 nous montrons un spectre biparamétrique obtenu au maximum de la résonance. On déduit deux histogrammes de ce spectre, sur celui des rayonnements gamma nous observons un pic à 3,79 MeV et sur l'autre histogramme, le pic des paires provenant du niveau à 6,056 MeV qui lui correspond.

Une mesure effectuée sous la résonance confirme l'attribution de ces coïncidences à la transition cherchée.

La valeur du rapport d'embranchement est obtenu en utilisant la formule.

$$R = \frac{\left[\begin{matrix}\text{C.M.}\\ 9,85\ \text{MeV} \rightarrow 6,056\ \text{MeV}\end{matrix}\right. \quad N_{\gamma-\pi} \cdot \overline{(\varepsilon\Omega)}_{9,85} \cdot A_{9,85}}{\left[\begin{matrix}\text{C.M.}\\ \gamma_o\end{matrix}\right. \quad N_{4\pi}(\gamma_o) \cdot (\varepsilon\Omega)_{3,79} \cdot A_{3,79} \cdot \varepsilon_\pi}$$

$N_{\gamma-\pi}$ étant le nombre d'événements comptés en coïncidence que l'on attribue à la transition étudiée.

Les autres facteurs de cette expression ont déjà été définis.

Nous obtenons :

$$R = 0,30 \pm 0,06$$

la largeur partielle que l'on peut déduire de ce rapport d'embranchement à l'aide de la largeur partielle $\left[\begin{matrix}\text{C.M.}\\ \gamma_o\end{matrix}\right.$ que nous avons mesurée est alors égale à :

$$\left[\begin{matrix}\text{C.M.}\\ 9,85\ \text{MeV} \rightarrow 6,056\ \text{MeV}\end{matrix}\right. = (2,0 \pm 0,4)\ 10^{-3}$$

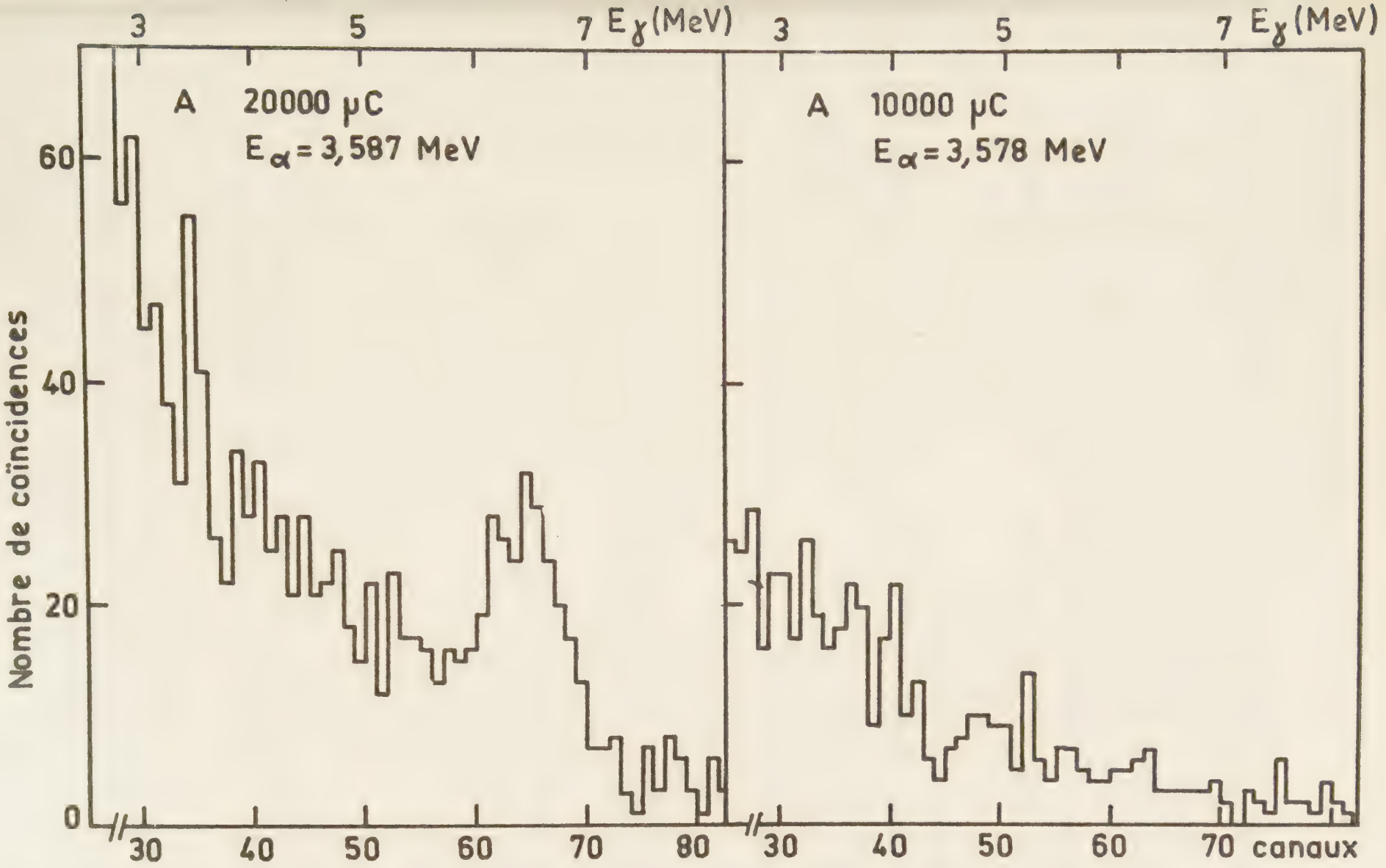


Fig. 13 Histogrammes des rayonnements γ en coïncidence

A – Au maximum de la résonance

B – Sous la résonance

c) Transitions 9,85 MeV → 6,923 MeV et 9,85 MeV → 7,117 MeV

Les variations de rendement de la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O$ autour de la résonance utilisée rendent difficiles la mise en évidence des cascades gamma-gamma par simple mesure de spectres directs. Nous avons donc employé la méthode de coïncidence entre rayonnements gamma décrite au chapitre II (27). La cible de carbone utilisée est la même que pour la mesure précédente.

La fig. 13 montre les histogrammes des rayonnements gamma en coïncidence avec des rayonnements gamma d'énergie comprise entre 2,6 MeV et 3,3 MeV, obtenus au maximum et en dessous de la résonance. Nous mettons en évidence une cascade issue du niveau étudié.

Nous pouvons déduire de ces histogrammes le rapport d'embranchement correspondant à l'aide de la formule:

$$R = \frac{N_{\gamma-\gamma}}{N_{\gamma_0}} \quad \frac{\overline{(\varepsilon\Omega)}_{9,85}}{(\varepsilon\Omega)_7 . (\varepsilon\Omega)_{2,85}} \quad \frac{A_{9,85}}{A_{2,85} \cdot A_7}$$

- $N_{\gamma-\gamma}$ représente le nombre de coïncidences comptées, les autres facteurs ayant été définis au paragraphe précédent.

Tous ces facteurs évalués, on obtient :

$$R = 0,35 \pm 0,07$$

La résolution en énergie des détecteurs utilisés ne permet pas cependant de séparer les contributions des transitions 9,85 MeV → 6,923MeV et 9,85 MeV → 7,117 MeV.

Une mesure complémentaire effectuée à l'aide d'un détecteur au germanium compensé au lithium et d'une cible refroidie qui permet d'utiliser un faisceau de forte intensité est nécessaire.

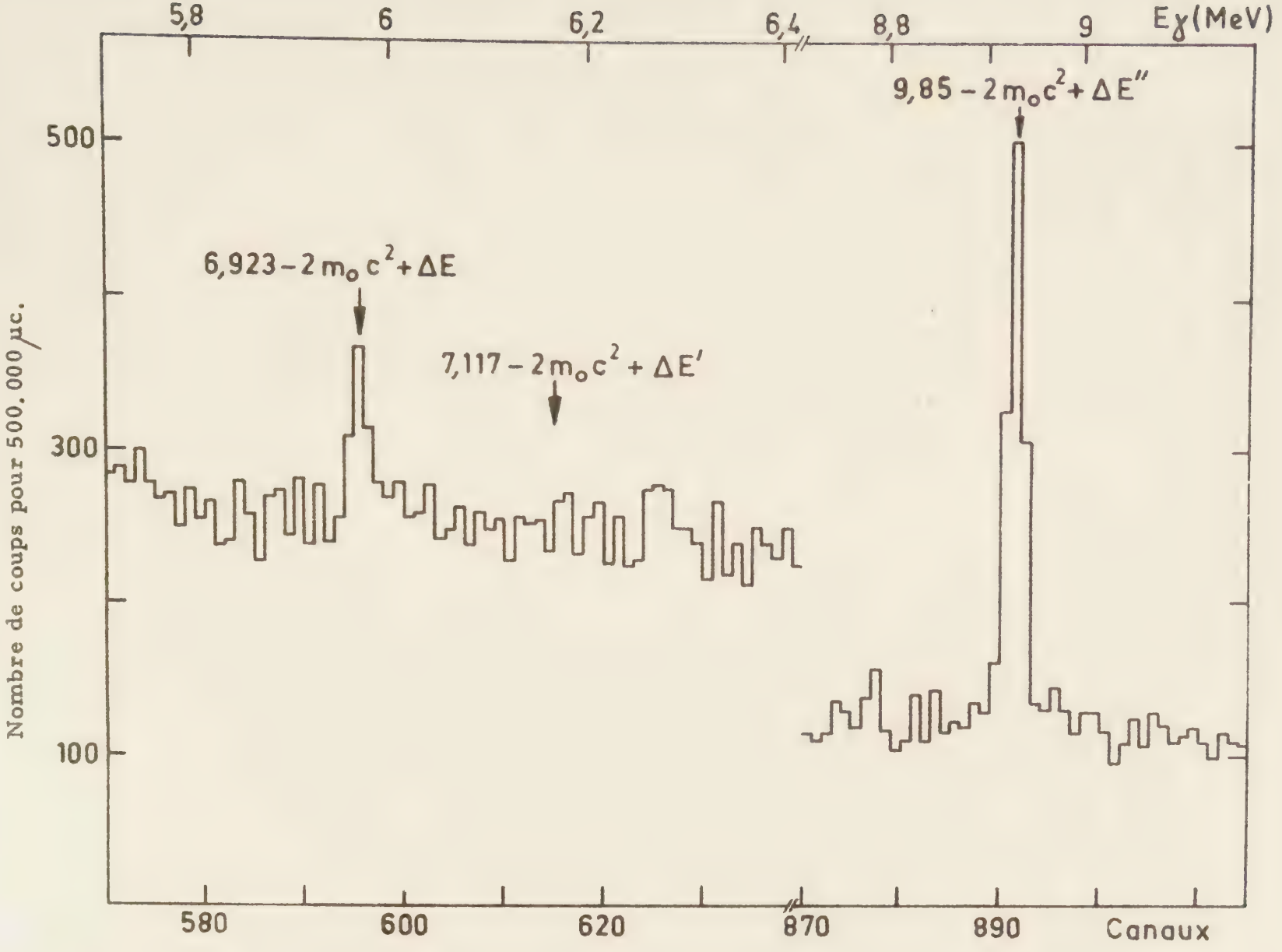


Fig. 14 - Histogramme des rayonnements gamma détectés à la résonance située à E_α = 3,585 MeV de la réaction $^{12}C + \alpha$ à l'aide d'un détecteur Ge (Li).

Nous montrons à la fig. 14 l'histogramme des rayonnements gamma mesurés à la résonance. Le pic de plus haute énergie correspond aux rayonnements gamma de la transition au niveau fondamental (9,85 MeV - $2 m_o c^2 + \Delta E$), l'autre pic correspond à des rayonnements gamma de 6,923 MeV - $2 m_o c^2 + \Delta E'$, que nous attribuons à la cascade 9,85 MeV → 6,923 MeV → 0. ΔE et $\Delta E'$ sont les corrections d'énergies dues à l'effet Doppler.

Nous avons vérifié que ces deux pics ne sont plus visibles dans un spectre mesuré sous la résonance.

La cascade observée par la méthode de coïncidence provient donc de la transition 9,85 MeV → 6,923 MeV → 0, une limite supérieure pour la transition 9,85 MeV → 7,117 MeV → 0 peut être donnée.

De ces différentes mesures, en utilisant la largeur $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}$ que nous avons mesurée, nous déduisons une largeur partielle :

$$\Gamma^{C.M.}_{9,85\ MeV \rightarrow 6,923\ MeV} = (2,2 \pm 0,6)\ 10^{-3}\ eV$$

et la limite supérieure

$$\Gamma^{C.M.}_{9,85\ MeV \rightarrow 7,117\ MeV} \leqslant 4,4\ 10^{-4}\ eV$$

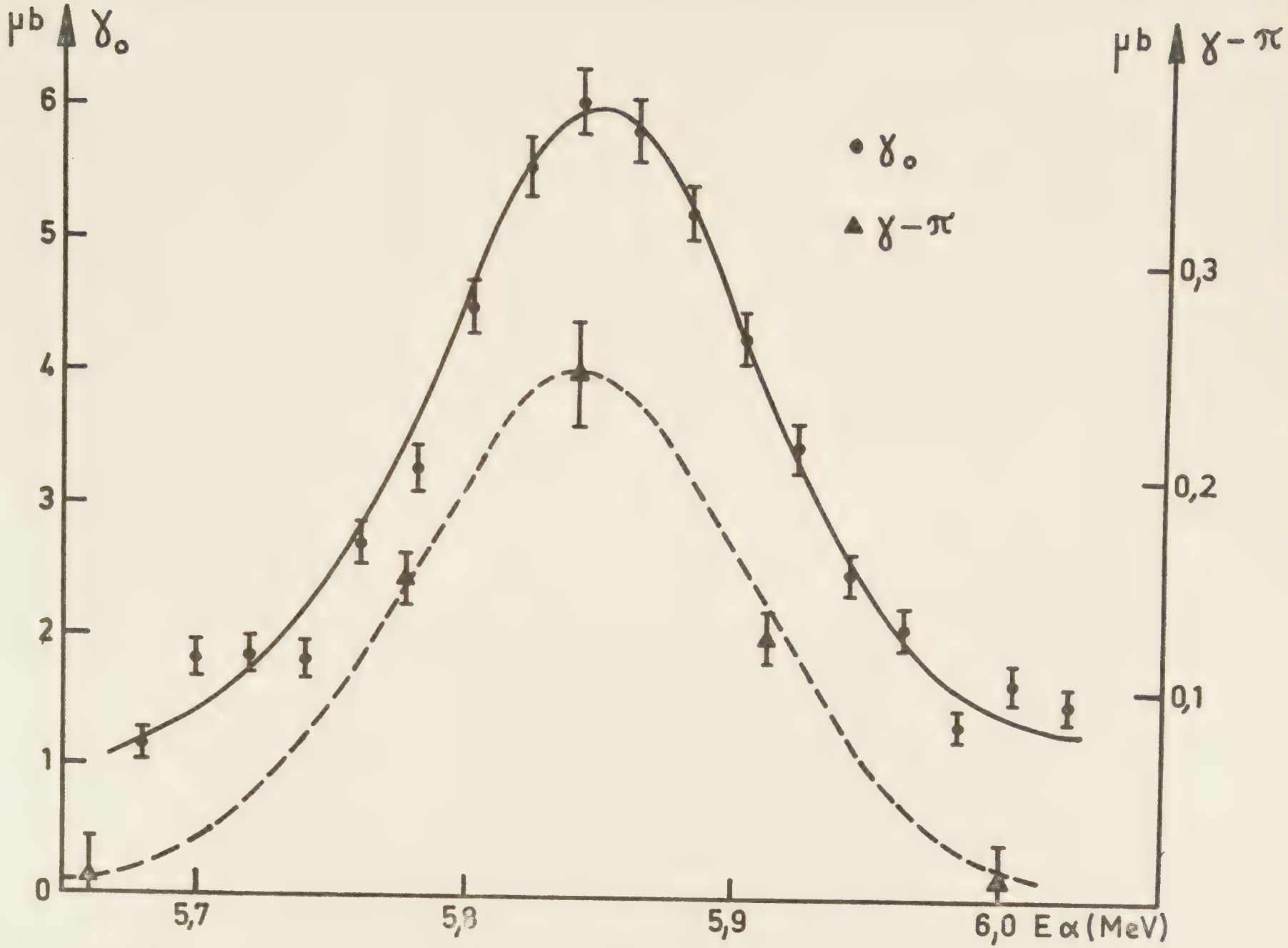


Fig.15 - Courbes d'excitation des réactions $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$ et $^{12}C\ (\alpha, \gamma, \pi)\ ^{16}O$ autour de la résonance située à $E_\alpha = 5,81$ MeV.

3.- TRANSITIONS ISSUES DU NIVEAU 2^+ T = 0 SITUE A 11,52 MeV

Cet état a été mis en évidence par Ferguson et al. (49) à l'aide de la diffusion élastique des particules α sur des noyaux ^{12}C et par Hornyak et al. (50) en étudiant la diffusion inélastique de protons sur des noyaux ^{16}O. Ses nombres quantiques ont été déterminés par Bittner et Moffat (48) qui d'autre part ont mesuré sa largeur totale Γ^{CM} = 80 keV. Larson et Spear (44) à l'aide de la réaction $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$ ont mesuré la largeur de ce niveau Γ^{CM} = 73 ± 5 keV, ainsi que sa largeur partielle pour la transition au niveau fondamental $\Gamma^{CM}_{\gamma_o}$ = 0,66 ± 0,09 eV. Résultat que l'on peut comparer à la valeur donnée par Meads et al. (43) $\Gamma^{CM}_{\gamma_o}$ = 0,9 ± 0,2 eV. La résonance de la réaction ^{12}C + α qui alimente ce niveau est située à E_α = 5,81 MeV. Au voisinage de cette énergie (à E_α = 5,771 MeV et 5,945 MeV) la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O^*$ présente deux résonances qui alimentent directement les deux premiers états excités du noyau ^{16}O à 6,056 MeV et 6,129 MeV (32). L'épaisseur des cibles utilisées sera donc choisie de manière à n'avoir qu'une contribution minimum de ces deux résonances, cette contribution étant évaluée pour chacune de nos mesures de même que celles des réactions $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O$ et $^{127}I\ (n, \gamma)\ ^{128}I^*$.

a) transitions 11,52 MeV ⟶ 0

Nous avons utilisé une cible de carbone, sans support, de 155 µg/cm^2 ce qui correspond à 110 keV pour des particules α de 5,8 MeV. Cette épaisseur a été mesurée à la résonance située à E_p = 456 KeV de la réaction $^{12}C\ (p, \gamma)\ ^{13}N$. Les rayonnements gamma sont détectés par un cristal NaI(Tl) 12,7 cm x 10,2 cm placé à 1,5 cm de la cible, son axe faisant un angle de 90° par rapport à l'axe du faisceau.

La figure 15 montre la courbe d'excitation obtenue autour de la résonance de la réaction $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$ alimentant le niveau étudié. En utilisant la méthode du rendement maximum que nous avons décrite au cha-

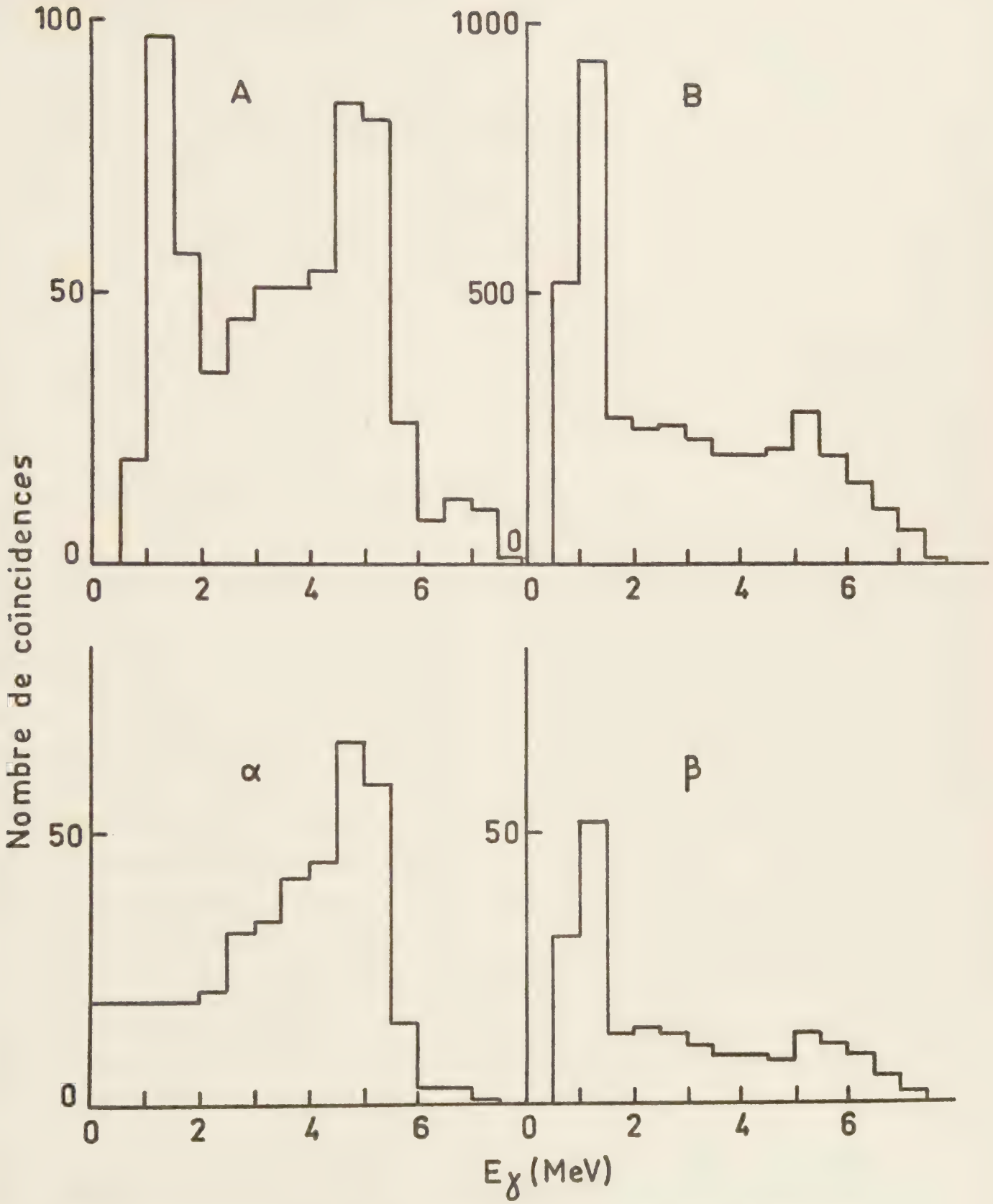


Fig. 16 Spectres obtenus à la résonance $E\alpha = 5{,}81$ MeV de $C^{12}(\alpha, \gamma)O^{16*}$ pour 12000 μC

pitre II, nous pouvons déduire la largeur partielle du niveau pour la transition étudiée

$$\Gamma_{\gamma_o}^{CM} = 0,64 \pm 0,08 \text{ eV}$$

Cette valeur est en bon accord avec celle donnée par Larson et Spear et Meads et al.

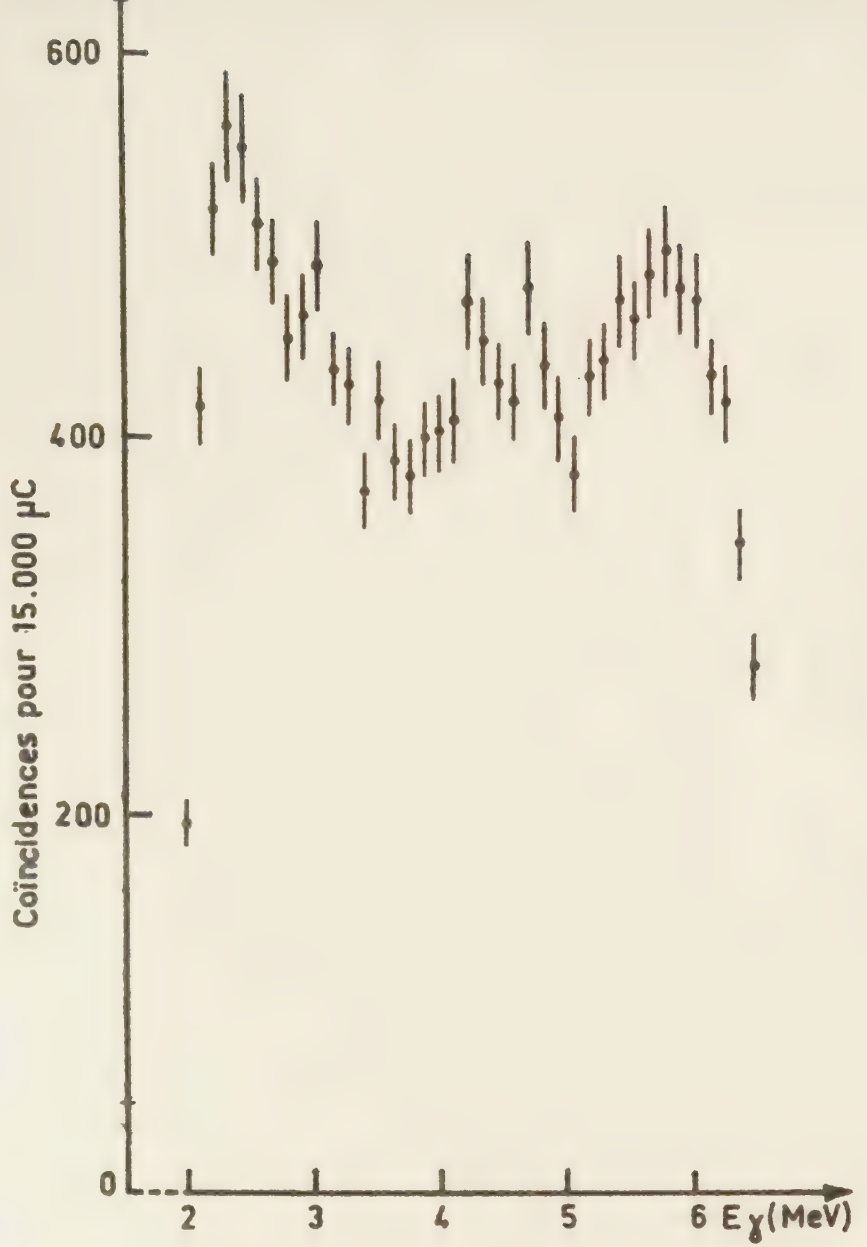
b) transition 11,52 MeV → 6,056 MeV

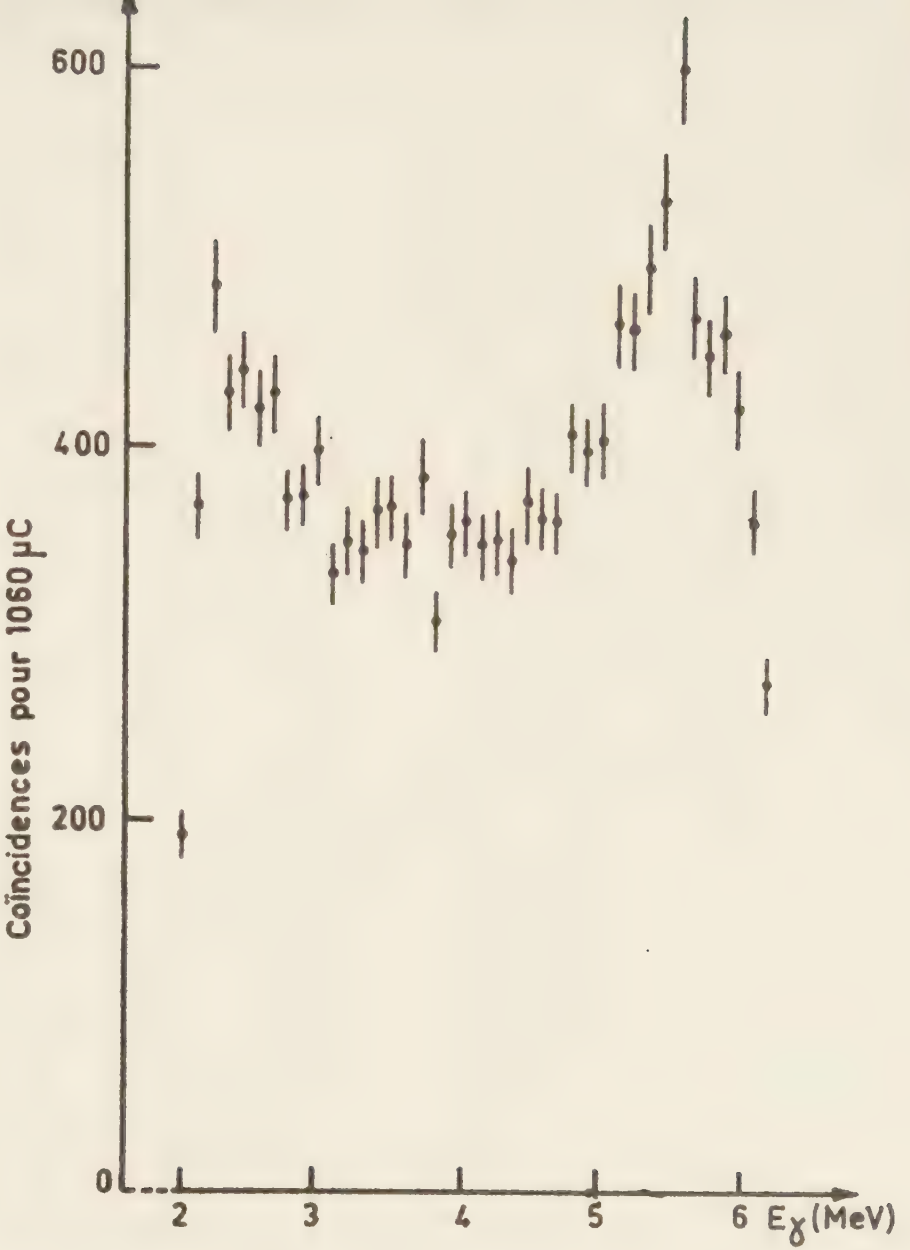
Nous avons étudié cette transition en mesurant simultanément les intensités de la cascade 11,52 MeV → 6,056 MeV → 0 et de la transition 11,52 MeV → 0 (51). La cascade étant mise en évidence par la méthode de coïncidence triple rayonnements gamma-paires monopolaires.

Pour cette mesure nous avons utilisé la même cible que précédemment. Nous montrons à la fig. (16.A) un histogramme des rayonnements gamma en coïncidence avec les paires monopolaires, obtenu au maximum de la résonance. La figure (16 B) représente un histogramme obtenu dans les mêmes conditions, avec une cible de carbone naturel. Connaissant le facteur d'enrichissement en ^{12}C des deux cibles, nous pouvons déduire, des deux histogrammes précédents, la contribution de la réaction $^{12}C + \alpha$ (fig. 16.α) et la contribution des réactions $^{127}I(n,\gamma)^{128}I^*$ et $^{13}C(\alpha,n)^{16}O^*$ (fig. 16.β). Sur le premier de ces histogrammes nous observons un pic dont l'énergie (5,5 MeV) correspond à celle du rayonnement de la cascade cherchée.

La courbe d'excitation en coïncidence triple autour de la résonance est montrée à la fig. 15. Elle permet d'attribuer la cascade observée à la transition étudiée.

Le rapport d'embranchement est déduit alors de la formule :





SPECTRES DES RAYONNEMENTS GAMMA EN COINCIDENCE A E_α = 5,81 MeV

Fig. 17: CIBLE EN CARBONE ENRICHIE EN NOYAUX ^{12}C

Fig. 18: CIBLE EN CARBONE NATUREL

$$R = \frac{N_{\gamma-\pi}}{N_{\gamma_0}} \cdot \frac{(\overline{\varepsilon\Omega})_{11,52}}{(\varepsilon\Omega)_{5,46}} \cdot \frac{A_{11,52}}{A_{5,46}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_\pi}$$

les différents facteurs ont été définis précédemment et $N_{\gamma-\pi}$ représente le nombre de coïncidences $\gamma \cdot \pi$ comptées, corrigé d'après le spectre obtenu en utilisant une cible de carbone naturel, on obtient ainsi le rapport d'embranchement :

$$R = \frac{\Gamma^{C.M.}_{11,52\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV}}{\Gamma^{C.M.}_{\gamma_0}} = (4,6 \pm 0,8)\ 10^{-2}$$

ce qui correspond, en utilisant la largeur $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_0}$ que nous avons déterminée, à une largeur partielle :

$$\Gamma^{C.M.}_{11,52\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV} = (3,0 \pm 0,7)\ 10^{-2}\ eV$$

c) transitions 11,52 MeV $\longrightarrow$ { 6,923 MeV ; 7,117 MeV }

Pour mettre en évidence les cascades gamma issues du niveau étudié nous avons utilisé la méthode de coïncidence double entre rayonnements gamma. La transition au niveau fondamental servant de référence.

Nous avons effectué, comme pour l'étude de la transition précédente, deux mesures : l'une avec une cible enrichie en ^{12}C et l'autre avec une cible de carbone naturel. Les spectres des rayonnements gamma en coïncidence avec des rayonnements gamma d'énergie comprise entre 5,1 MeV et 7,2 MeV obtenus dans les deux cas sont montrés aux figures 17 et 18.

Sur ces spectres nous observons un pic situé vers 6 MeV qui provient de la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O^{*}$, puisque à cette énergie le deuxième état excité du noyau ^{16}O à 6,129 MeV est directement alimenté. Sur le spectre mesuré à l'aide de la cible enrichie nous remarquons un pic situé vers 4,5 MeV, cette énergie correspond à celle d'un rayonnement gamma des transitions étudiées. La comparaison des deux spectres obtenus et la connaissance des facteurs d'enrichissement des cibles permettent de déduire l'intensité de la cascade mise en évidence.

Le rapport d'embranchement que l'on déduit de ces mesures est :

$$R = \frac{\Gamma^{C.M.}_{11,52\ MeV \rightarrow \begin{cases} 6,923\ MeV \\ 7,117\ MeV \end{cases}}}{\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}} = (5,8 \pm 1,7)10^{-2}$$

la largeur partielle correspondante, est donc obtenue en utilisant la largeur partielle $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}$ que nous avons mesurée.

$$\Gamma^{C.M.}_{11,52\ MeV \rightarrow \begin{cases} 6,923\ MeV \\ 7,117\ MeV \end{cases}} = (3,7 \pm 1,1)\ 10^{-2}\ eV$$

La résolution en énergie des détecteurs utilisés ne permet pas de séparer les contributions des transitions 11,52 MeV $\rightarrow$ 6,923 MeV et 11,52 MeV $\rightarrow$ 7,117 MeV.

L'utilisation d'un détecteur au germanium compensé au lithium ne permet pas de résoudre ce problème par une mesure de spectre direct, le fond important dû à la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O^{*}$ et aux rayonnements gamma de la transition au niveau fondamental masque le phénomène étudié.

4.- TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES ISSUES DES NIVEAUX 1^- SITUES A 12,44 MeV ET 13,10 MeV

Les niveaux 1^- situés à 12,44 MeV (T = 0) et 13,10 MeV (T = 1) peuvent être alimentés par les réactions $^{12}C + \alpha$ ou $^{15}N + p$. Dans le domaine d'énergie de ces niveaux, les réactions les plus importantes en plus des diffusions élastiques sont dans le premier cas :

I - $^{15}N\,(p,\alpha_o)\,^{12}C$ Q = 4,964 MeV

II - $^{15}N\,(p,\alpha_1)\,^{12}C^*$ Q = 0,531 MeV

III - $^{15}N\,(p,\gamma_o)\,^{16}O$ Q = 12,126 MeV

et dans le second :

IV - $^{12}C\,(\alpha,\gamma_o)\,^{16}O$ Q = 7,162 MeV

V - $^{12}C\,(\alpha,\alpha_1)\,^{12}C^*$ Q = 2,732 MeV

VI - $^{12}C\,(\alpha,p)\,^{15}N$ Q = - 4,964 MeV

Les résultats expérimentaux relatifs aux trois premières réactions ont été analysés par Hebbard (37). Les réactions I et III alimentent ces niveaux aux résonances situées à Ep = 338 keV et 1010 keV.

L'analyse faite par Hebbard de la distribution angulaire des particules α émises à la réaction I permet de mettre en évidence un état 2^+ vers 13 MeV.

En mesurant autour de la résonance située à Ep = 1010 keV de la réaction III la distribution angulaire des rayonnements γ, Tanner et al. (16) ont montré que la largeur proton de cet état est très faible. Sa contribution à la section efficace des réactions I et III est négligeable, ce qui permet à

Hebbard d'interpréter les sections efficaces mesurées entre 200 keV et 1200 keV en ne tenant compte que des deux niveaux 1^- et de la forte interférence existant entre eux (37). Il conclue à une interférence destructive dans la voie (p, γ_o) et constructive dans la voie (p, α_o).

Il reste cependant une incertitude sur la valeur de la section efficace de la réaction III à la résonance située à Ep = 1010 keV, en effet Hagedorn donne une valeur de la section efficace au maximum de la résonance(1 mb)(52) alors que Hebbard normalise sa courbe théorique à 700 µb. Il nous a donc semblé nécessaire de refaire cette mesure.

La réaction II observée par Schardt et al. (53) ne présente pas de résonance pour le niveau 1^- à 12,44 MeV. La faible résonance observée à Ep = 1090 keV alimente le niveau 1^- situé à 13,10 MeV, le déplacement en énergie étant attribué à un effet de pénétrabilité.

La capture de particules α par les noyaux de ^{12}C permet d'alimenter les états de parité naturelle du noyau ^{16}O. Bittner et Moffat (48) ont mis en évidence à l'aide de la diffusion élastique de particules α sur les noyaux de ^{12}C une résonance située à E_α = 7,05 MeV qui alimente le niveau 1^- à 12,44 MeV. Ferguson et MacCallum (54) ont montré que la résonance située à E_α = 7,88 MeV alimente non seulement l'état 1^- situé à 13,10 MeV mais aussi un état 2^+ situé dans son voisinage et de largeur comparable.

Larson et Spear ont mis en évidence à l'aide de la réaction IV deux résonances situées à E_α = 7,05 MeV et 7,88 MeV qui alimentent respectivement les états situés à 12,44 MeV et 13,10 MeV. La distribution angulaire des rayonnements gamma mesurée à E_α = 7,88 MeV met en évidence une interférence entre deux états de parité opposée et confirme la présence d'un état 2^+.

L'étude des réactions V et VI permet à Ophel et al. (55) et à Morris (56) de déterminer les paramètres de cet état 2^+ et de mettre en évidence un état 3^- dans cette région.

Nous résumons dans le tableau suivant les paramètres des niveaux se trouvant dans le domaine d'énergie étudié.

Paramètres du niveau / Energie du niveau (MeV)	J^π, T	E_p (KeV)	E_α (MeV)	Γ^{CM} (keV)	$\Gamma^{CM}_{\alpha_o}$ (keV)	$\Gamma^{CM}_{\alpha_1}$ (keV)	Γ^{CM}_{p} (keV)	$\Gamma^{CM}_{\gamma_o}$ (eV)
12,44	1^-, 0	338 a)	7,05 b)	94 a) 100 b)	93 a)	0,025 a)	1,1 a)	8 a) 7 b)
13,01	2^+	1000 a)	7,82 f)	150 f)	150 f) 250 g)	petite g)	10 g)	0,6 g)
13,10	1^-, 1	1010 c)	7,88 b)	140 a) 135 b)	4 a)	1 a)	100 a)	88 d) 40 e)
13,12	3^-, 0	-	7,15 g)	128 f) 100 g)	90 f) 80 g)	20 g)	1 g)	-

a) Réf.(37) - b) Réf.(44) - c) Réf. (53)

d) Valeur de la réf. (37) obtenue par exploitation tenant compte de l'interférence.

e) Valeur que l'on peut déduire de la Réf. (44).

f) Réf. (57)

g) Réf. (56)

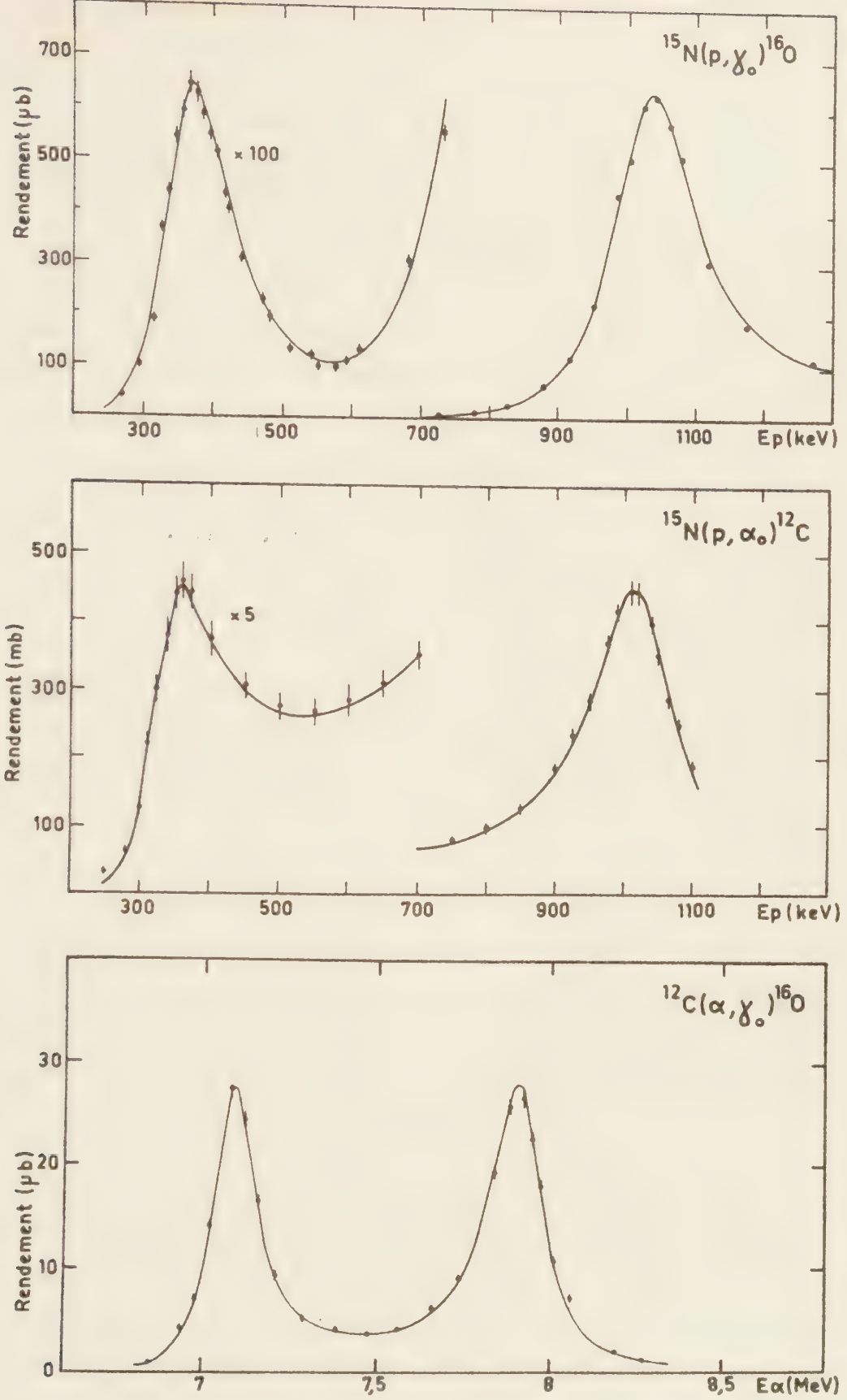


Fig. 19 - Rendement théorique et expérimental des réactions, $^{15}N\,(p,\gamma_o)^{16}O$, $^{12}C\,(\alpha,\gamma_o)^{16}O$ et $^{15}N\,(p,\alpha_o)^{12}C$ autour des résonances alimentant les niveaux 1^- à 12,44 MeV et 13,10 MeV.

a) Transitions 12,44 MeV → 0 et 13,10 MeV → 0

La forte interférence existant entre les deux niveaux étudiés rend nécessaire l'utilisation d'une formule de Breit et Wigner à deux niveaux pour rendre compte de la section efficace observée aux résonances qui les alimentent. Pour déduire de la formule de Breit et Wigner les paramètres de ces niveaux, il faut connaître la section efficace dans différentes voies. Dans notre cas nous avons choisi trois réactions : $^{15}N\,(p,\alpha_o)\,^{12}C$, $^{15}N\,(p,\gamma_o)\,^{16}O$ et $^{12}C\,(\alpha,\gamma_o)\,^{16}O$. Pour la première, nous avons utilisé les valeurs expérimentales déduites par Mahaux (38) des mesures de Schardt et al. (53) et de Bashkin et al. (57). L'imprécision des résultats relatifs à la résonance de la réaction $^{15}N\,(p,\gamma_o)\,^{16}O$ située à Ep = 1010 keV nous a conduit à refaire la mesure de cette section efficace. Pour la dernière réaction où l'on ne dispose que des mesures relatives de Larson et Spear (44) et de Ophel et Mitchell (55) nous avons également refait cette mesure d'une manière absolue.

α) Réaction $^{15}N\,(p,\gamma_o)\,^{16}O$

Pour mesurer cette section efficace nous avons employé la cible gazeuse décrite au chapitre précédent. Le gaz contenu dans la cible est de l'azote enrichi à 99,96 % en noyaux ^{15}N. Le détecteur utilisé, un cristal NaI(Tl) de 12,7 cm x 10,2 cm est placé à 1,5 cm du centre de la cible, son axe faisant un angle de 90° avec celui du faisceau.

Nous montrons à la fig. 19 les points expérimentaux obtenus. Les valeurs mesurées aux énergies correspondant aux résonances situées à Ep = 429 keV, 710 keV et 898 keV de la réaction $^{15}N\,(p,\alpha_1)\,^{12}C^*$ ont été corrigées des effets d'addition dans le détecteur des cascades gamma-gamma, issues des niveaux alimentés. Pour ceci nous avons utilisé les largeurs partielles cascade déterminées par Gorodetzky et al. (58). Aucune

correction de distribution angulaire n'a été apportée à l'efficacité de détection puisque à la résonance située à Ep = 338 keV, l'étude de la distribution angulaire des particules α émisesà la réaction $^{15}N\,(p,\alpha_o)\,^{12}C$ montre que la capture des protons par les noyaux ^{15}N se fait principalement dans une onde s; dans ces conditions la distribution angulaire des rayonnements gamma est isotrope.

A la résonance située à Ep = 1010 keV, la distribution angulaire des rayonnements gamma a été mesurée par Tanner et al. (59), une anisotropie de 6 % est mise en évidence. Dans la géométrie utilisée cet effet est négligeable.

β) Réaction $^{12}C\,(\alpha,\gamma_o)\,^{16}O$

Pour mesurer la section efficace de cette réaction nous avons utilisé une cible de carbone,sans support. Son épaisseur, obtenue en évaluant la perte d'énergie dans la cible des particules α émises par une source d'Américium, correspond à 71 $\mu g/cm^2$. La surface de la cible faisant un angle de 45° avec l'axe du faisceau, cette épaisseur est de 62,5 keV pour des particules α de 7 MeV.

Nous avons employé le même système de détection des rayonnements gamma que lors de la mesure précédente, l'axe du détecteur faisant un angle de 90° avec l'axe du faisceau.

Les efficacités de détection ont été corrigées à l'aide des distributions angulaires mesurées par Larson et Spear (44) à différentes énergies :

$$W_{7,05}(\theta) = 1 + (0,02 \pm 0,04)P_1(\theta) - (1,04 \pm 0,07)P_2(\theta) + (0,03 \pm 0,12)P_3(\theta) + (0,01 \pm 0,12)P_4(\theta)$$

$$W_{7,42}(\theta) = 1 - (0,04 \pm 0,24)P_1(\theta) - (0,58 \pm 0,37)P_2(\theta) - (0,16 \pm 0,59)P_3(\theta) + (0,15 \pm 0,62)P_4(\theta)$$

$$W_{7,88}(\theta) = 1 + (0,47 \pm 0,5)P_1(\theta) - (0,88 \pm 0,07)P_2(\theta) - (0,36 \pm 0,12)P_3(\theta) - (0,30 \pm 0,13)P_4(\theta)$$

Dans la géométrie utilisée ($\theta = \frac{\pi}{2}$), les polynômes de Legendre d'ordre impair sont nuls, nous n'avons donc pas tenu compte des coefficients correspondants des distributions angulaires.

Les coefficients d'atténuation de corrélation, dans la géométrie utilisée, calculés d'après la méthode de Rose (28) sont égaux respectivement à :

$$Q_2 = 0,30 \quad \text{et} \quad Q_4 = 0,07$$

dans ces conditions on peut déduire les facteurs de corrections :

$$\overline{W}_{7,05}(\tfrac{\pi}{2}) = 1,15 \pm 0,01$$

$$\overline{W}_{7,42}(\tfrac{\pi}{2}) = 1,09 \pm 0,07$$

$$\overline{W}_{7,88}(\tfrac{\pi}{2}) = 1,12 \pm 0,01$$

Nous utilisons, à toutes les énergies, un facteur de correction correspondant à la moyenne entre les valeurs obtenues à $E_\alpha = 7,05$ MeV et 7,88 MeV, soit $\overline{W} = 1,135$.

Nous montrons à la fig. 19 les valeurs expérimentales corrigées obtenues pour la réaction étudiée.

Dans le tableau suivant nous donnons les paramètres des deux niveaux 1^- que l'on peut déduire de nos mesures à l'aide de la méthode du rendement maximum, ainsi que celles que Hebbard (37) et Larson et Spear (44) obtiennent en utilisant la même méthode d'exploitation.

Dans la géométrie utilisée ($\theta = \frac{\pi}{2}$), les polynômes de Legendre d'ordre impair sont nuls, nous n'avons donc pas tenu compte des coefficients correspondants des distributions angulaires.

Les coefficients d'atténuation de corrélation, dans la géométrie utilisée, calculés d'après la méthode de Rose (28) sont égaux respectivement à :

$$Q_2 = 0,30 \quad \text{et} \quad Q_4 = 0,07$$

dans ces conditions on peut déduire les facteurs de corrections :

$$\overline{W}_{7,05}(\tfrac{\pi}{2}) = 1,15 \pm 0,01$$

$$\overline{W}_{7,42}(\tfrac{\pi}{2}) = 1,09 \pm 0,07$$

$$\overline{W}_{7,88}(\tfrac{\pi}{2}) = 1,12 \pm 0,01$$

Nous utilisons, à toutes les énergies, un facteur de correction correspondant à la moyenne entre les valeurs obtenues à $E_\alpha = 7,05$ MeV et 7,88 MeV, soit $\overline{W} = 1,135$.

Nous montrons à la fig. 19 les valeurs expérimentales corrigées obtenues pour la réaction étudiée.

Dans le tableau suivant nous donnons les paramètres des deux niveaux 1^- que l'on peut déduire de nos mesures à l'aide de la méthode du rendement maximum, ainsi que celles que Hebbard (37) et Larson et Spear (44) obtiennent en utilisant la même méthode d'exploitation.

Energie du niveau (MeV)		Hebbard	Larson/ Spear	Nos résultats	
		$^{15}N(p,\gamma_o)^{16}O$	$^{12}C(\alpha,\gamma_o)^{16}O$	$^{12}C(\alpha,\gamma_o)^{16}O$	$^{15}N(p,\gamma_o)^{16}O$
12,44	$\Gamma^{CM}_{\gamma_o}$ (eV)	8	7 ± 1	6,5 ± 1	7,5 ± 1
	Γ^{CM} (keV)	96,5	100	(96,5) b)	(96,5) b)
13,10	$\Gamma^{CM}_{\gamma_o}$ (eV)		40 a)	43 ± 8	51 ± 9
	Γ^{CM} (keV)		135	(135) b)	(135) b)

a) valeur déduite des mesures de la réf. 44)

b) largeur utilisée pour déterminer la largeur partielle gamma.

b) Transition 12,44 MeV → 6,056 MeV

Nous avons étudié cette transition en mesurant simultanément les intensités de la cascade 12,44 MeV → 6,056 MeV → 0 et de la transition 12,44 MeV → 0. La cascade rayonnement gamma - paire monopolaire étant mise en évidence par la méthode de coïncidence triple rayonnement gamma - paire monopolaire.

Le niveau 1^- à 12,44 MeV peut être alimenté par les réactions $C^{12} + \alpha$ et $N^{15} + p$. Nous avons d'abord utilisé la résonance située à Ep = 338 keV de cette dernière réaction.

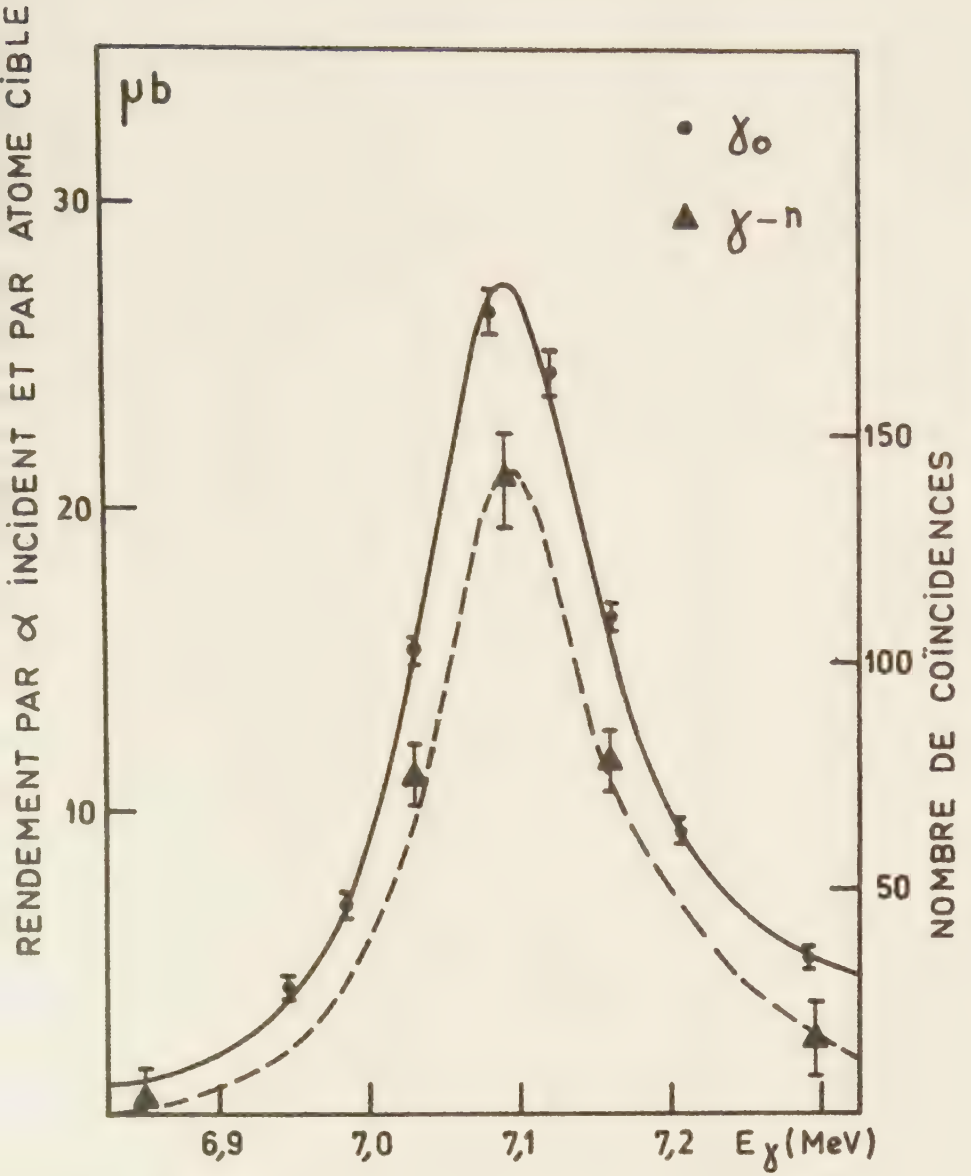


Fig. 20 - Courbes d'excitations des réactions $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$ et $^{12}C\ (\alpha, \gamma, \pi)\ ^{16}O$ au voisinage de la résonance située à $E_\alpha = 7,05$ MeV.

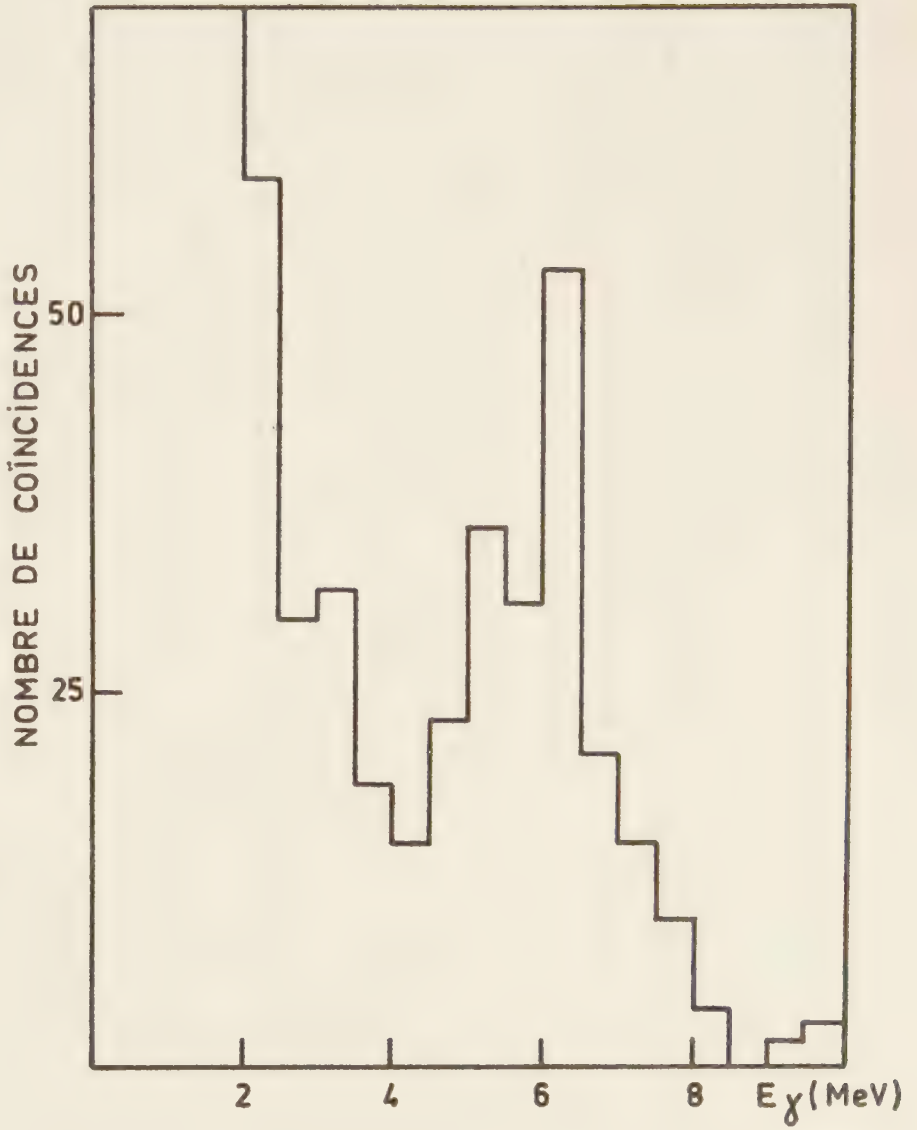
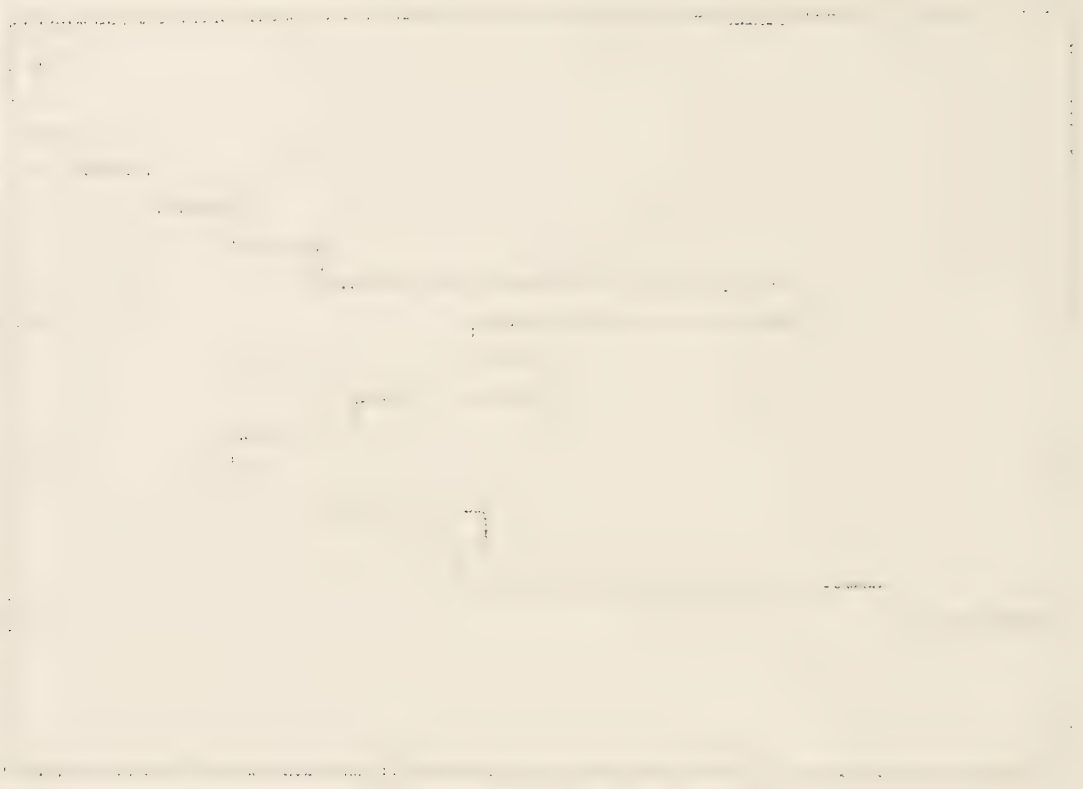
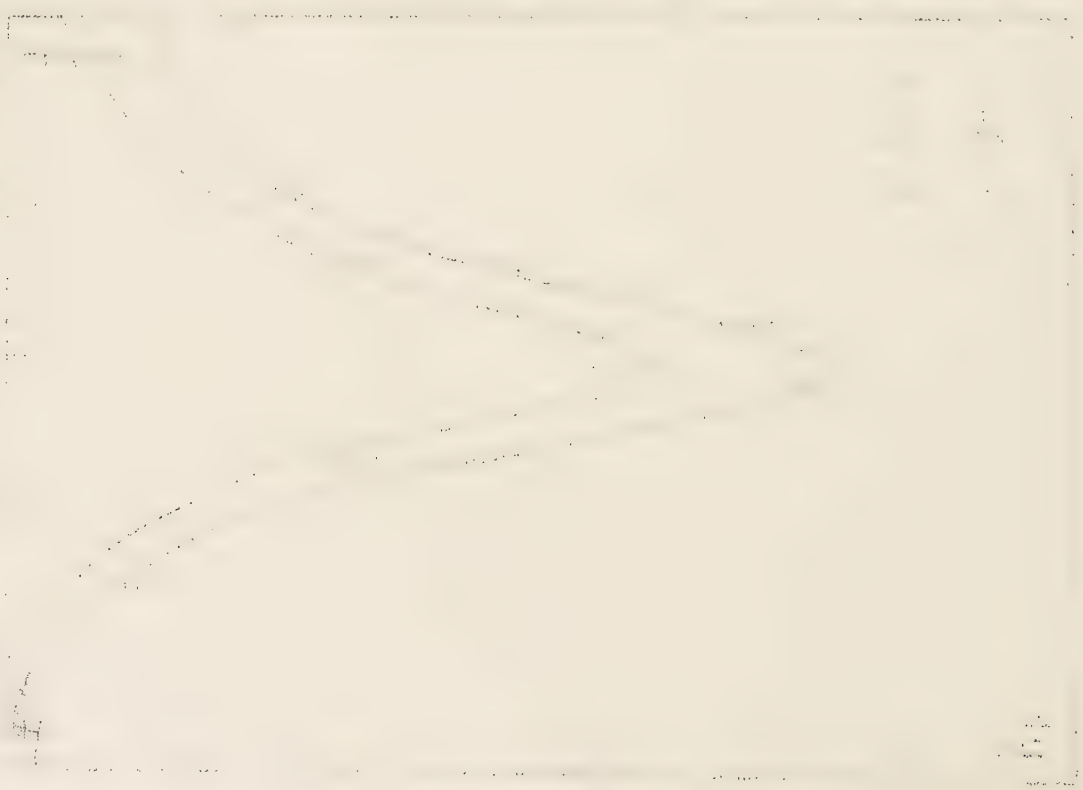


Fig. 21 - Histogramme des rayonnements gamma obtenus en coïncidence triple γ -π au maximum de la résonance.





Son faible rendement ne nous a pas permis de déterminer avec assez de précision le rapport d'embranchement expérimental (une mesure de 100.000 μC nous permet d'obtenir une valeur pour le rapport d'embranchement de l'ordre de $2\ 10^{-2}$).

Nous avons alors employé la première réaction : $^{12}C + \alpha$, pour alimenter le niveau étudié à la résonance située à $E_\alpha = 7,05$ MeV. Cependant si du point de vue rendement la situation est nettement plus favorable étant donné la grande largeur partielle α du niveau, la présence de la réaction $^{13}C\ (\alpha, n)\ ^{16}O^*$ rend plus délicate l'interprétation du résultat obtenu.

La cible que nous avons utilisée, lors de cette mesure, est la même que pour la détermination de la section efficace de la réaction $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$.

L'histogramme des rayonnements gamma en coïncidence avec les paires monopolaires obtenu au maximum de la résonance est montré à la fig. 20. Nous observons une raie située à 6,4 MeV. La courbe d'excitation en coïncidence, autour de la résonance située à $E_\alpha = 7,05$ MeV (fig. 20) permet d'attribuer cette cascade à la transition : 12,44 MeV $\rightarrow$ 6,056 MeV $\rightarrow$ 0.

De ces différentes mesures nous pouvons déduire le rapport d'embranchement :

$$R = (1,2 \pm 0,4)\ 10^{-2}$$

L'interférence existant entre les deux états 1^- ne permet pas de déduire directement de ce rapport d'embranchement la largeur partielle du niveau pour cette transition, l'interprétation des résultats obtenus à l'aide du formalisme de la matrice S est nécessaire.

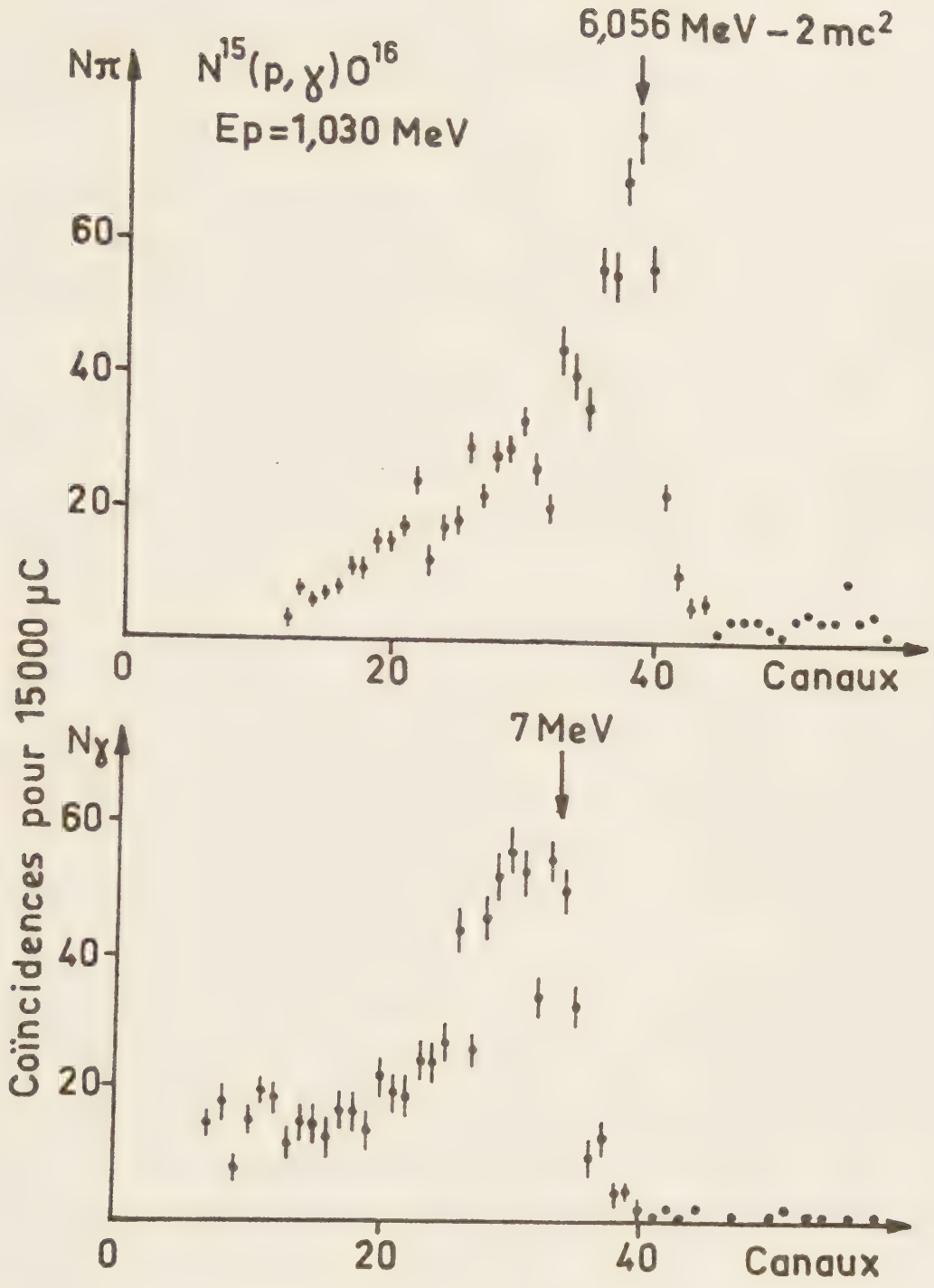


Fig.22 Décroissance du niveau 13,10 MeV par l'intermédiaire du niveau 6,056 MeV

c) Transition 13,10 MeV → 6,056 MeV

Cette transition a été étudiée de la même manière que la précédente, en mesurant simultanément les intensités de la transition au niveau fondamental et de la cascade 13,10 MeV → 6,056 MeV → 0 mise en évidence par la méthode de coïncidence triple rayonnement gamma - paire monopolaire (60).

Le niveau à 13,10 MeV a été alimenté à la résonance située à Ep = 1010 keV de la réaction $^{15}N + p$. Nous avons utilisé une cible isotopique de ^{15}N adsorbé dans un support de tantale de 1/10 mm d'épaisseur. Son épaisseur mesurée à la résonance située à Ep = 429 keV de la réaction $^{15}N\,(p,\alpha\gamma)\,^{12}C$ est de 12 keV.

La figure 22 montre le spectre des rayonnements gamma en coïncidence avec les paires monopolaires et celui des paires monopolaires en coïncidence avec les rayonnements gamma d'énergie supérieure à 3 MeV.

Sur le spectre des rayonnements gamma nous observons une raie située à environ 7 MeV, alors que sur le spectre de sommation des paires nous observons une raie correspondant à des paires de 6,056 MeV - $2\hat{m}_o c^2$.

On peut alors évaluer le nombre de cascades rayonnement gamma - paire monopolaire en exploitant l'un ou l'autre de ces deux spectres. En tenant compte des différentes discriminations placées sur le spectre d'impulsions provenant du compteur gamma on obtient des résultats concordants.

De la même manière qu'aux autres transitions vers le premier état excité que nous avons étudiées nous pouvons déduire le rapport d'embranchement :

$$R = (8,1 \pm 2)\,10^{-3}$$

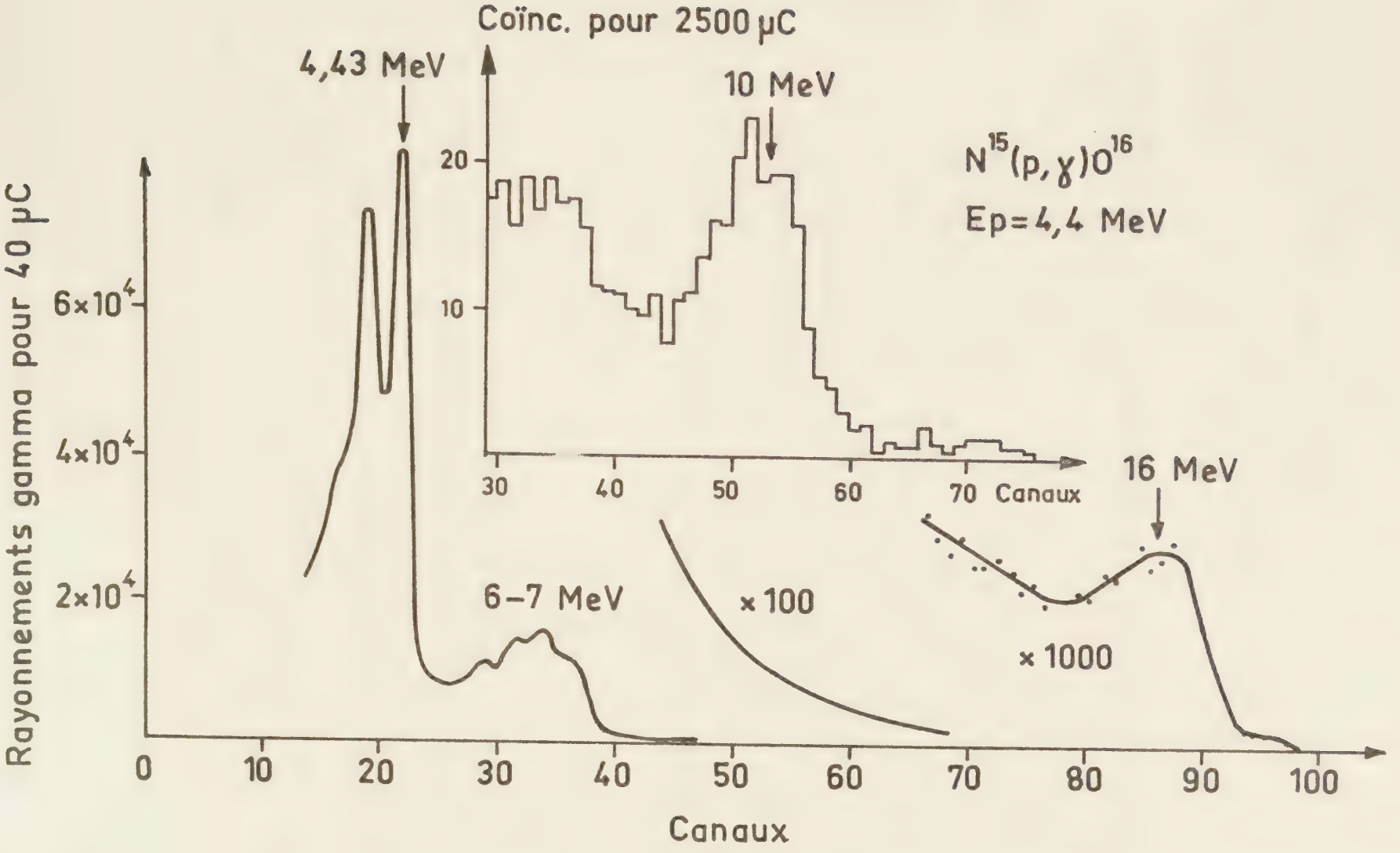


Fig. 24 Décroissance du niveau 16,22 MeV par l'intermédiaire du niveau 6,056 MeV

Comme pour l'étude de la transition 12,44 MeV → 6,056 MeV il est nécessaire de considérer l'effet de l'interférence entre les deux niveaux 1^- pour déduire la valeur du rapport d'embranchement
$\Gamma^{C.M.}_{13,10\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV} / \Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}$

5. - TRANSITION ELECTROMAGNETIQUE VERS L'ETAT A 6,056 MeV DE L'ETAT 1^+ A 16,22 MeV

Cet état a été mis en évidence à la résonance située à Ep = 4,372 MeV de la réaction $^{15}N\ (p,n)\ ^{15}O$ par Jones et al. (61). L'étude de la distribution angulaire des neutrons émis leur permet d'assigner à ce niveau les nombres quantiques $J^\pi = 1^+$. Cette résonance est également observée dans la réaction $^{15}N\ (p,\gamma_o)\ ^{16}O$ par Tanner et al. (16) qui confirment par la mesure de la distribution angulaire des rayonnements gamma émis les résultats de Jones et al. En utilisant différents résultats relatifs à ce niveau, obtenus à l'aide des réactions $^{15}N\ (p,n)\ ^{15}O$, $^{15}N\ (p,\gamma_o)\ ^{16}O$ et $^{16}O\ (\gamma,n)\ ^{15}O$, Tanner et al. déduisent certaines largeurs partielles de ce niveau.

$\Gamma^{C.M.} = 22$ keV, $\Gamma^{C.M.}_p = 16$ keV, $\Gamma^{C.M.}_n = 6$ keV et $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o} = 4,5$ eV

Nous avons utilisé la résonance située à Ep = 4,372 MeV de la réaction $^{15}N + p$ pour alimenter le niveau étudié en utilisant la même cible que pour la transition précédemment étudiée. La fig. 24 montre un spectre direct des rayonnements gamma mesuré au maximum de cette résonance.

Nous observons un pic correspondant à des rayonnements gamma d'environ 16 MeV que nous attribuons à la transition au niveau fondamental du niveau 16,22 MeV, des rayonnements gamma de 4,43 MeV de la réaction $^{15}N\ (p,\alpha)\ ^{12}C^*$ et des rayonnements gamma de 6 MeV - 7 MeV que nous

attribuons à la réaction $^{19}F\ (p,\alpha)\ ^{16}O^{*}$. Ces impuretés de Fluor, par l'intermédiaire de la réaction $^{19}F\ (p,\gamma)\ ^{20}Ne$, donnent naissance à des rayonnements gamma d'énergie 16 MeV qui contribuent à la transition nous servant de référence.

Nous avons évalué leur contribution en effectuant une mesure avec une cible de Fluorure de Calcium et en normalisant au pic de 6 - 7 MeV obtenu avec ces deux cibles.

Sur la même figure nous montrons un histogramme des rayonnements gamma obtenus en coïncidence avec les paires monopolaires. Il apparaît au voisinage de 10 MeV une raie que nous attribuons à la transition 16,22 MeV → 6,056 MeV.

De ces spectres nous pouvons déduire la valeur du rapport d'embranchement :

$$R = \frac{\Gamma^{C.M.}_{16,22\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV}}{\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}} = (1,6 \pm 0,5)\,10^{-1}$$

en utilisant la largeur partielle $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}$ déterminée par Tanner, nous obtenons :

$$\Gamma^{C.M.}_{16,22\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV} = (0,72 \pm 0,22)\ eV$$

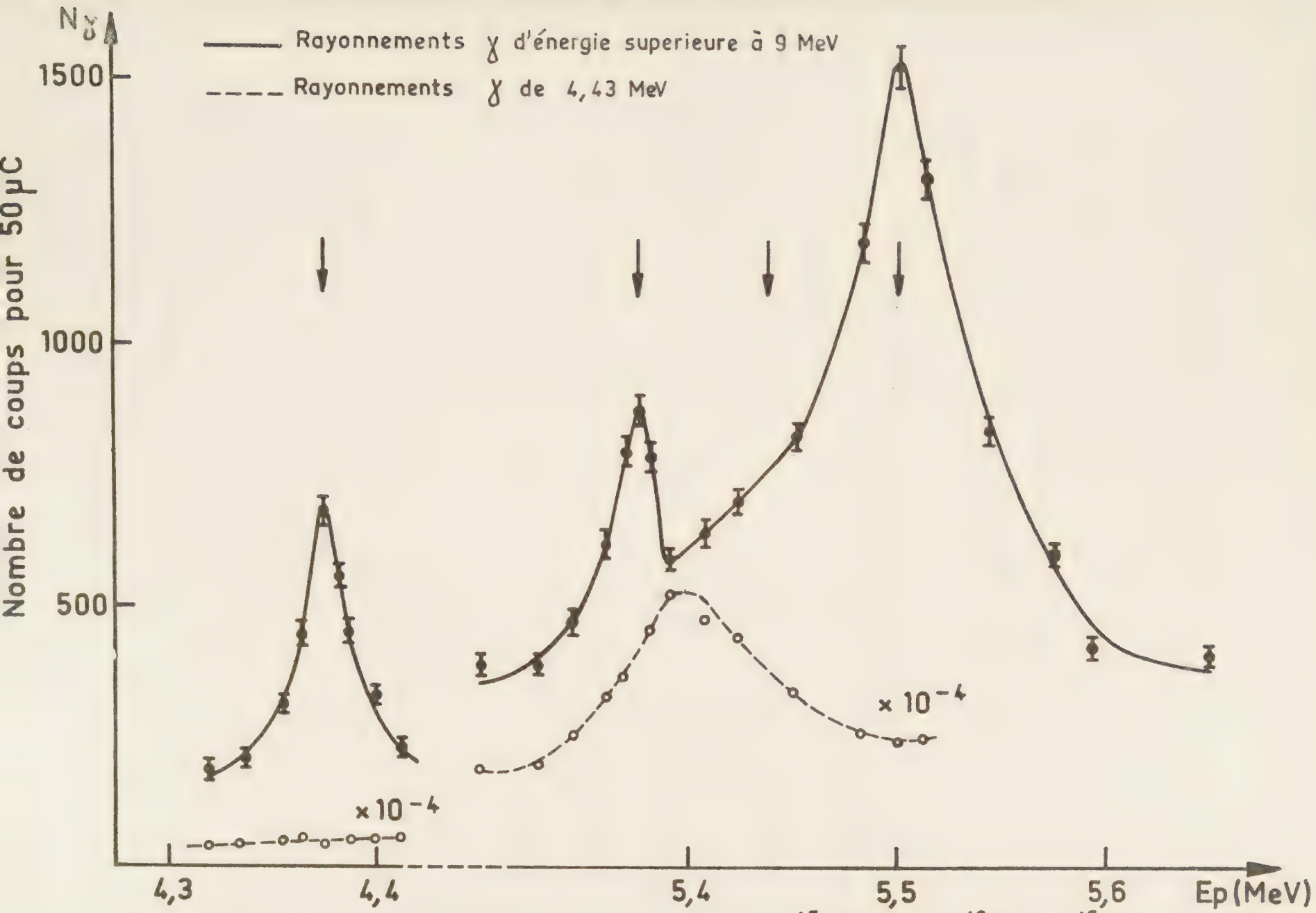


Fig. 23 Courbes d'excitations des réactions $^{15}N(p,\gamma_0)^{16}O$ et $^{15}N(p,\alpha_1)^{12}C^*$ entre Ep = 4,33 MeV et 5,65 MeV

6. - TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES VERS LE NIVEAU 6,056 MeV DES ETATS 1^- A 17,13 MeV ET 17,30 MeV

Ces états ont été mis en évidence aux résonances situées à Ep = 5,35 MeV et 5,50 MeV de la réaction $^{15}N\,(p,n)\,^{15}O$ par Jones et al. (61). Ces résonances sont également observées par Tanner et al. (60) dans la réaction $^{15}N\,(p,\gamma_o)\,^{16}O$. La distribution angulaire des rayonnements gamma émis, leur permet d'attribuer les nombres quantiques $J^\pi = 1^-$ à ces états.

L'analyse de leurs résultats et de ceux obtenus par Geller et Muirhead (62) à l'aide de la réaction $^{16}O\,(\gamma,n)\,^{15}O$ leur permet de déduire les paramètres de ces deux niveaux.

Largeurs / Energie des niveaux (MeV)	$\Gamma^{C.M.}$ (keV)	$\Gamma_p^{C.M.}$ (keV)	$\Gamma_n^{C.M.}$ (keV)	$\Gamma_{\gamma_o}^{C.M.}$ (keV)
17,13	45	26	19	12
17,30	90	45	45	60

Nous les avons alimentés à l'aide de la réaction $^{15}N + p$ aux résonances situées respectivement à Ep = 5,35 MeV et Ep = 5,50 MeV. Nous avons utilisé la même cible que pour l'étude de la transition 13,10 MeV → 6,056 MeV. Nous montrons à la figure 23 la courbe d'excitation de la réaction $^{15}N\,(p,\gamma_o)\,^{16}O$ et celle en rayonnements gamma de 4,43 MeV obtenue au voisinage de ces deux résonances à l'aide d'un cristal NaI(Tl) 12,7 cm x 10,2 cm placé à 1,5 cm de la cible. Sur la dernière courbe d'excitation nous remarquons une résonance située à E_α = 5,4 MeV que l'on attribue à la réaction $^{12}C\,(p,p')\,^{12}C^*$. Celle-ci influence également l'autre courbe d'excitation par un effet d'empilement des rayonnements gamma.

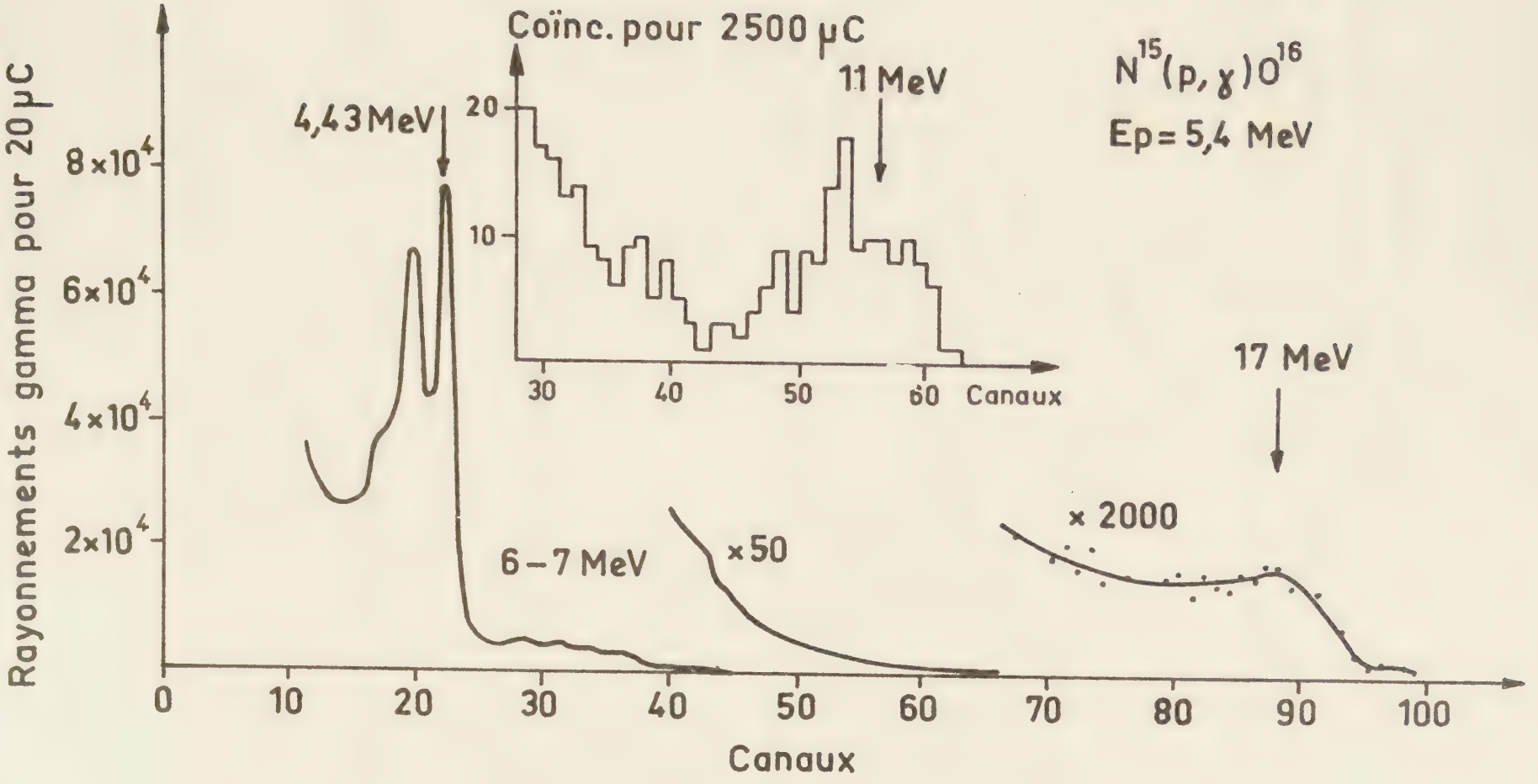


Fig. 25 Décroissance du niveau 17,13 MeV par l'intermédiaire du niveau 6,056 MeV

Les transitions issues de ces niveaux vers le premier état excité ont été étudiées en mesurant simultanément la transition au niveau fondamental et la cascade issue du niveau alimenté vers l'état à 6,056 MeV mise en évidence par la méthode de coïncidence triple : rayonnement gamma - paire monopolaire.

a) Transition 17,13 MeV → 6,056 MeV

A la figure 25 nous montrons un spectre des rayonnements gamma mesuré au maximum de la résonance. Nous observons une raie située vers 17 MeV que nous attribuons à la transition au niveau fondamental.

Sur la même figure nous montrons l'histogramme des rayonnements gamma en coïncidence avec les paires monopolaires. Une mesure effectuée en dessous de la résonance, dans les mêmes conditions, permet de déterminer le nombre de rayonnements gamma attribué à la transition mise en évidence.

Nous pouvons alors déduire le rapport d'embranchement :

$$R = \frac{\Gamma^{C.M.}_{17,13\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV}}{\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}} = (1,6 \pm 0,5)\,10^{-2}$$

en utilisant la largeur $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}$ déterminée par Tanner et al. nous obtenons :

$$\Gamma^{C.M.}_{17,13\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV} = (1,9 \pm 0,6)\ eV$$

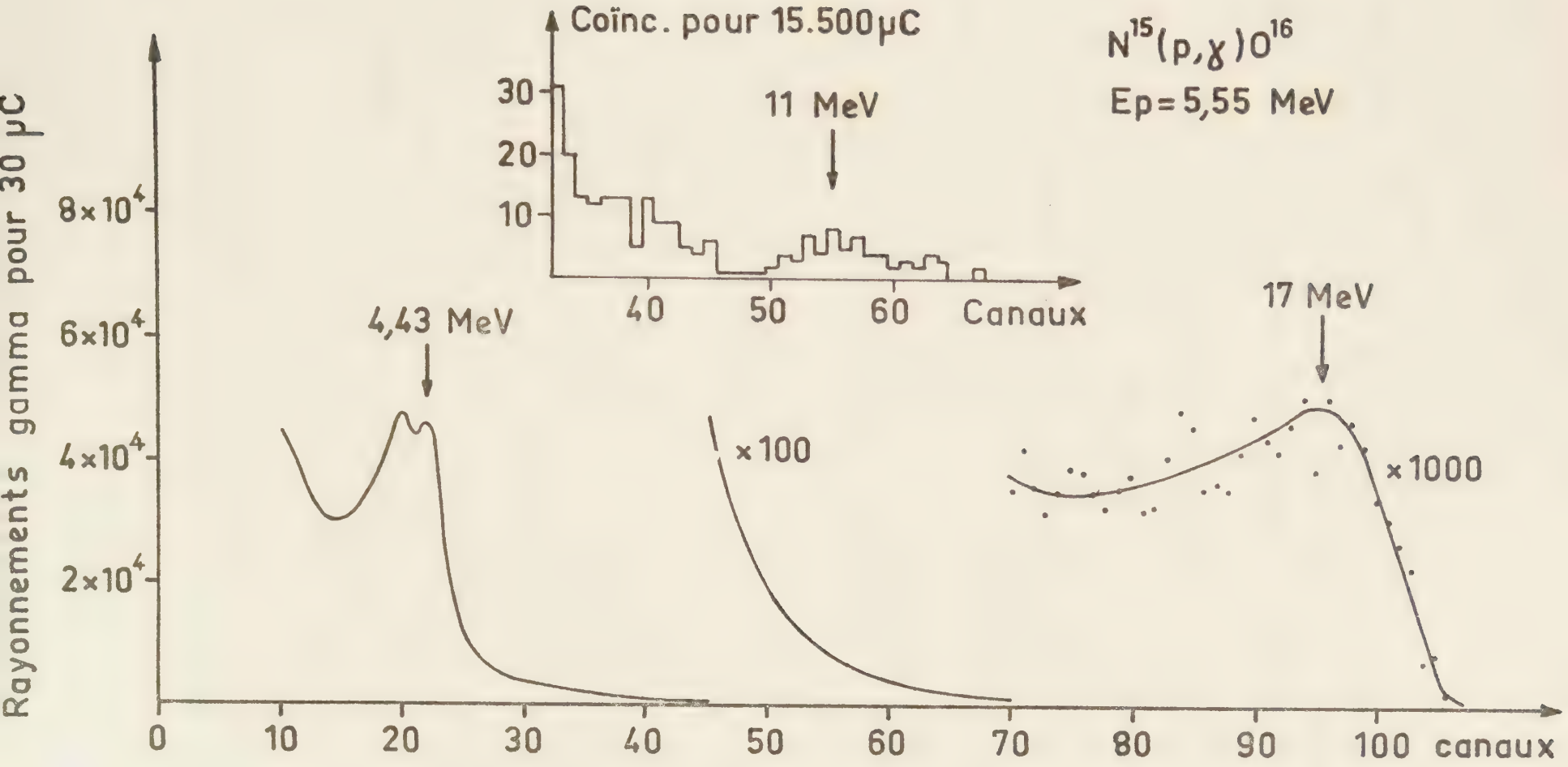


Fig. 26 Décroissance du niveau 17,30 MeV par l'intermédiaire du niveau 6,056 MeV

La contribution à cette mesure du niveau situé à 17,30 MeV n'est pas évaluée précisément, cependant nous estimons qu'au plus, cette correction est de l'ordre de 20 % étant donné la faible valeur du rapport d'embranchement mesuré à la résonance alimentant ce dernier niveau.

b) Transition 17,30 MeV → 6,056 MeV

A la figure 26 nous montrons un spectre direct mesuré au maximum de la résonance située à Ep = 5,50 MeV. Nous remarquons un pic situé vers 17 MeV provenant de la transition au niveau fondamental. Sur la même figure nous montrons un histogramme des rayonnements gamma en coïncidence avec les paires monopolaires.

De ces mesures, nous pouvons déduire de la même manière qu'aux autres résonances, le rapport d'embranchement :

$$R = (8,5 \pm 3)\ 10^{-3}$$

Cependant la faible valeur de ce rapport comparativement à celui mesuré à la résonance située à Ep = 5,35 MeV et la proximité de ces deux résonances rendent difficile l'interprétation du résultat obtenu. En effet, ce rapport peut ne mesurer que la contribution du niveau 17,13 MeV à cette énergie. Afin d'étudier cette possibilité nous avons effectué une mesure entre ces deux résonances à Ep = 5,44 MeV. A la fig. 23 les flèches indiquent les énergies auxquelles ont été faites ces mesures. Nous obtenons $R = (1,4 \pm 0,4)\ 10^{-2}$, ce qui montre bien que l'on ne doit pas négliger l'influence du niveau à 17,13 MeV.

En normalisant nos résultats non plus aux rayonnements gamma de la transition au niveau fondamental, mais aux microcoulombs, nous obtenons aux trois énergies :

$$R_{\mu c}^{(Ep = 5,35)} = 2,6 \quad , \quad R_{\mu c}^{(5,44)} = 0,31 \quad \text{et} \quad R_{\mu c}^{(5,50)} = 0,43$$

Ceci semble montrer cependant qu'une partie des coïncidences mesurées provient du niveau situé à 17,30 MeV.

La valeur obtenue ne correspond donc qu'à une limite supérieure du rapport d'embranchement :

$$\frac{\Gamma^{C.M.}_{17,30\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV}}{\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}} \leq (8,5 \pm 3)\ 10^{-3}$$

en utilisant la largeur $\Gamma^{C.M.}_{\gamma_o}$ mesurée par Tanner et al. (16) on en déduit :

$$\Gamma^{C.M.}_{17,30\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV} \leq 0,51 \pm 0,18\ eV$$

CHAPITRE IV

INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

I.- NIVEAU 1^- T = 0 A 9,59 MeV

Il est intéressant de comparer les largeurs partielles que nous avons obtenues pour cet état aux valeurs correspondantes du premier état 1^- T = 0 à 7,117 MeV, deux états 1^- T = 0 respectivement 1 trou - 1 particule et 3 trous - 3 particules étant prévus dans cette région d'énergie. Nous donnons dans le tableau suivant nos résultats et ceux obtenus antérieurement au laboratoire (3) puis par Lowe et al. (63) pour les transitions 7,117 MeV → 6,056 MeV et 7,117 MeV → 6,129 MeV ainsi que ceux de Seward, Reibel et Swann et Metzger (64) pour la transition au niveau fondamental.

Transition (MeV)	Largeur partielle (eV)	Largeur partielle / Largeur Weisskopf
9,59 → 0	0,028	$7,4\ 10^{-5}$
7,117 → 0	0,06	$3,9\ 10^{-4}$
9,59 → 6,056	$\leq 2,8\ 10^{-4}$	$\leq 1,5\ 10^{-5}$
7,117 → 6,056	$\leq 4\ 10^{-7}$	$\leq 7,2\ 10^{-7}$
9,59 → 6,129	$\leq 1,4\ 10^{-3}$	$\leq 1,4$
7,117 → 6,129	$5,3\ 10^{-5}$	27

a) Transitions vers les états fondamental et 6,056 MeV

La présence de ces transitions dipolaires électriques interdites par la règle de sélection du spin isobarique implique la présence d'impuretés de spin isobarique. La transition 7,117 MeV → 0 est ralentie d'un facteur comparable à ceux des transitions E_1 interdites dans cette région de noyaux. La transition 7,117 MeV → 6,056 MeV est encore plus ralentie. Cette différence de comportement peut s'expliquer par la présence d'une configuration 1 trou - 1 particule, T = 1 dans l'état 7,117 MeV. En effet, les configu-

rations des états 0^+ fondamental et 6,056 MeV données par Brown et Green sont respectivement :

$$\Phi_0 = 0,874 \ \Phi_{0t-0p} + 0,469 \ \Phi_{2t-2p} + 0,130 \ \Phi_{4t-4p}$$

$$\Phi_{6,056} = - 0,262 \ \Phi_{0t-0p} + 0,229 \ \Phi_{2t-2p} + 0,937 \ \Phi_{4t-4p}$$

et seules les composantes Φ_{0t-0p} et Φ_{2t-2p} interviennent.

La différence de comportement des transitions 9,59 MeV → 0 et 9,59 MeV → 6,056 MeV peut s'interpréter de la même façon.

Cependant la limite supérieure obtenue pour cette dernière transition n'est pas assez basse pour être un critère suffisant .

Par contre, l'introduction d'une composante 1 trou - 1 particule T = 1, dans les états 7,117 MeV et 9,59 MeV n'est pas suffisante pour expliquer la valeur mesurée pour le rapport $\frac{\Gamma^{C.M.}_{9,59 \text{ MeV} \rightarrow 0}}{\Gamma^{C.M.}_{7,117 \text{ MeV} \rightarrow 0}}$.

Yoccoz et Jang (65) ont évalué les largeurs partielles pour ces transitions en utilisant pour ces états des configurations 1 trou - 1 particule.

Etats (MeV)	Largeur partielle (eV)		Coefficient de mélanges $\alpha^2_T (T')$
	Théorique	Expérimental	
9,59	0,20	0,028	$7 \ 10^{-3}$
7,117	0,02	0,06	10^{-3}

De ce tableau il ressort que théoriquement la transition issue de l'état 7,117 MeV est dix fois plus faible que la transition issue de l'état 9,59 MeV. Or expérimentalement elle est deux fois plus forte. Ce fait ne semble pouvoir s'expliquer qu'en introduisant également des états T = 1 1 trou - 1 particule et peut-être même 3 trous - 3 particules dans les états fondamental et 6,056 MeV.

L'ensemble de ces résultats ne donne cependant aucune indication précise sur les mélanges de configurations 1 trou - 1 particule et 3 trous - 3 particules dans les états 7,117 MeV et 9,59 MeV.

b) Transitions vers l'état 3^- à 6,129 MeV

L'accélération de la transition 7,117 MeV → 6,129 MeV a été expliquée en partie par Brown et Green (24) en utilisant les mélanges de configurations 1 trou - 1 particule sphérique et 3 trous - 3 particules déformée. Dans ce modèle on définit les fonctions d'ondes :

$$\phi_{7,117} = \alpha\,\phi_{1t\text{-}1p} + \beta\,\phi_{3t\text{-}3p}$$

$$\phi_{9,59} = -\beta\,\phi_{1t\text{-}1p} + \alpha\,\phi_{3t\text{-}3p}$$

et

$$\phi_{6,129} = \alpha'\phi'_{1t\text{-}1p} + \beta'\phi'_{3t\text{-}3p}$$

En utilisant ces fonctions d'ondes on peut évaluer les probabilités de transitions réduites des états 7,117 MeV et 9,59 MeV vers l'état 6,129 MeV.

$$(1)\quad \begin{cases} B(E_2,\ 9,59 \rightarrow 6,129) = (\alpha'\beta)^2 B(E_2, 1t\text{-}1p) + (\alpha\beta')^2 B(E_2, 3t\text{-}3p) \\ \qquad\qquad - 2\alpha\alpha'\beta\beta' \cdot \sqrt{B(E_2, 1t\text{-}1p) B(E_2, 3t\text{-}3p)} \\ B(E_2,\ 7,117 \rightarrow 6,129) = (\alpha\alpha')^2 B(E_2, 1t\text{-}1p) + (\beta\beta')^2 B(E_2, 3t\text{-}3p) \\ \qquad\qquad + 2\alpha\alpha'\beta\beta' \cdot \sqrt{B(E_2, 1t\text{-}1p) B(E_2, 3t\text{-}3p)} \end{cases}$$

En utilisant la limite supérieure que nous avons mesurée :

$$B(E_2,\ 9,59 \rightarrow 6,129) \lesssim 3,5\ e^2\ fm^4$$

et la valeur obtenue pour la transition 7,117 MeV $\rightarrow$ 6,129 MeV

$$B(E_2,\ 7,117 \rightarrow\ 6,129) = 65 \pm 26 \quad e^2\ fm^4$$

et en additionnant les deux équations (1), puisque $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ on obtient :

$$68 \backsimeq \alpha'^2 B\ (E_2,\ 1t\text{-}1p) + \beta'^2\ B(E_2, 3t\text{-}3p)$$

Brink et Nash (5) donnent $B(E_2,\ 1t\text{-}1p) = 5,7\ e^2\ fm^4$, ce qui nous permet d'écrire, la valeur de α' étant voisine de 1 :

$$\beta'^2\ B(E_2,\ 3t\text{-}3p) \backsimeq 62$$

Cette relation expérimentale peut être utilisée comme critère pour les valeurs calculées par Brown et Green.

Si nous considérons la déformation la plus importante qu'ils donnent à la configuration 3 trous - 3 particules ($\beta = 0,6$) on obtient une valeur minimum de β' égale à 0,5.

Or la valeur maximum de la composante 3 trous - 3 particules dans l'état 3^- est d'après eux, au plus $\beta' = 0,26$.

Ceci semble indiquer soit que les modèles théoriques ne donnent pas une composante 3 trous - 3 particules suffisante à cet état 3^-, soit que la probabilité de transition réduite 3 trous - 3 particules est sous-estimée, ce qui peut provenir du fait que l'on néglige la contribution des configurations 5 trous - 5 particules.

En résumé : pour ces deux premiers états 1^- T = 0, notre étude indique qu'il n'est pas suffisant d'introduire un mélange de ces états avec un état T = 1 pour expliquer leurs transitions aux niveaux fondamental et 6,056 MeV.

Par ailleurs il semble, que la limite supérieure que nous avons obtenue pour la transition vers l'état 3^- à 6,129 MeV implique l'utilisation de configurations 5 trous - 5 particules pour décrire ces états.

II.- NIVEAU 2^+, T = 0 A 9,85 MeV

Nous comparons tout d'abord, les largeurs partielles expérimentales que nous avons mesurées aux largeurs Weisskopf calculées avec un rayon nucléaire $R_o = 1,2 \quad A^{1/3} \, 10^{-13}$ cm.

Transition	Multipolarité	$\Gamma^{C.M.}_{exp}$ (eV)	Γ_W (eV)	$\Gamma^{C.M.}_{exp} / \Gamma_W$
9,85 → 0	E_2	$(6,3 \pm 0,6) 10^{-3}$	0,18	0,04
9,85 → 6,056	E_2	$(2,0 \pm 0,4) 10^{-3}$	$1,5 \; 10^{-3}$	1,3
9,85 → 6,923	E_2	$(2,2 \pm 0,6) 10^{-3}$	$0,43 \; 10^{-3}$	5,3
9,85 → 7,117	E_1	$\leqslant 0,44 \; . \; 10^{-3}$	8,9	$\leqslant 5.10^{-5}$

Pour les transitions E_2 on remarque l'accélération des transitions vers les niveaux 6,056 MeV et 6,923 MeV et le net ralentissement de la transition au niveau fondamental. Ceci indique que la configuration de cet

état se rapproche beaucoup plus de celle de la bande rotationnelle basée sur le premier état excité à 6,056 MeV que de celle du fondamental. Ces propriétés montrent donc la nature collective de cet état.

Il convient donc d'examiner les différents modèles collectifs permettant d'expliquer l'accélération des transitions mesurées.

Nous avons vu au chapitre I que le premier traitement théorique satisfaisant des états déformés de parité positive a été fait par Bassichis et Ripka, qui ont mis en évidence une bande rotationnelle axiale $K = 0^+$ dont le premier état est l'état 0^+ à 6,056 MeV. Pour expliquer la présence de l'état 2^+ à 9,85 MeV, Federman et Kelson suggèrent qu'il appartient ainsi que l'état 3^+ à 11,08 MeV à une bande rotationnelle $K = 2^+$. Cette bande étant projetée à partir du même état intrinsèque **4 trous - 4 particules** que la bande $K = 0^+$. Dans cette représentation le niveau à 9,85 MeV serait donc le premier état de cette bande ($K = 2^+$) construite sur le premier état vibrationnel de type γ.

La largeur partielle d'un niveau, pour une transition électromagnétique peut se mettre sous la forme (66) :

$$\Gamma^{CM}_{i\to f}(E_\ell) = \frac{8\pi(\ell+1)}{\ell\left[(2\ell+1)!!\right]^2}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\ell+1} B(E_\ell, i\to f)$$

où - E_γ est l'énergie du rayonnement gamma

- ℓ l'ordre de multipolarité de la transition

- $B(E_\ell, i\to f)$ la probabilité de transition réduite entre les états i et f :

$$B(E_\ell, i\to f) = \sum_{m_1 m_2} | < f | Q_{\ell\mu} | i > |^2$$

$Q_{\ell\mu}$ étant la $\mu^{ième}$ composante de l'opérateur multipolaire électrique d'ordre ℓ.

On peut montrer que la probabilité de transition réduite d'un état vibrationnel du type γ à un état de la bande fondamentale est égale à :

$$B(E_2, \gamma(2^+) \rightarrow f(If)) = \frac{5}{16\pi} . e^2 . Q_o^2 . 6 . \frac{\hbar^2}{2J_o} . \frac{1}{E_\gamma} \langle 222 - 2 | If\ 0 \rangle^2$$

où - Q_o est le moment quadrupolaire électrique intrinsèque que l'on peut déduire de la probabilité de la transition 6,923 MeV $(2^+) \rightarrow$ 6,056 MeV(0^+).

$$B(E_2,\ 6,923 \rightarrow 6,056) = (40 \pm 14)\ e^2\ fm^4 \qquad (3)$$

- J_o est le moment d'inertie de la bande rotationnelle.

la valeur de $\frac{\hbar^2}{2J_o} = 0,18$ représente la pente moyenne de la droite obtenue en considérant une loi en $I(I+1)$ pour les niveaux de la bande rotationnelle $K = 0^+$: 6,056 MeV - 6,923 MeV - 10,36 MeV.

- If est le moment angulaire total de l'état final.

Une autre interprétation peut cependant être donnée pour l'état 2^+ à 9,85 MeV. En effet Stephenson et Banerjee puis Abgrall et al. montrent que la forme la plus stable du premier état intrinsèque 4 trous - 4 particules du noyau ^{16}O est à symétrie ellipsoïdale non axiale. Dans cette description les états 2^+ à 9,85 MeV et 3^+ à 11,08 MeV sont des états rotationnels de cet ellipsoïde.

Les probabilités de transitions électromagnétiques issues de ces états peuvent être déterminées en utilisant le modèle développé par Davydov

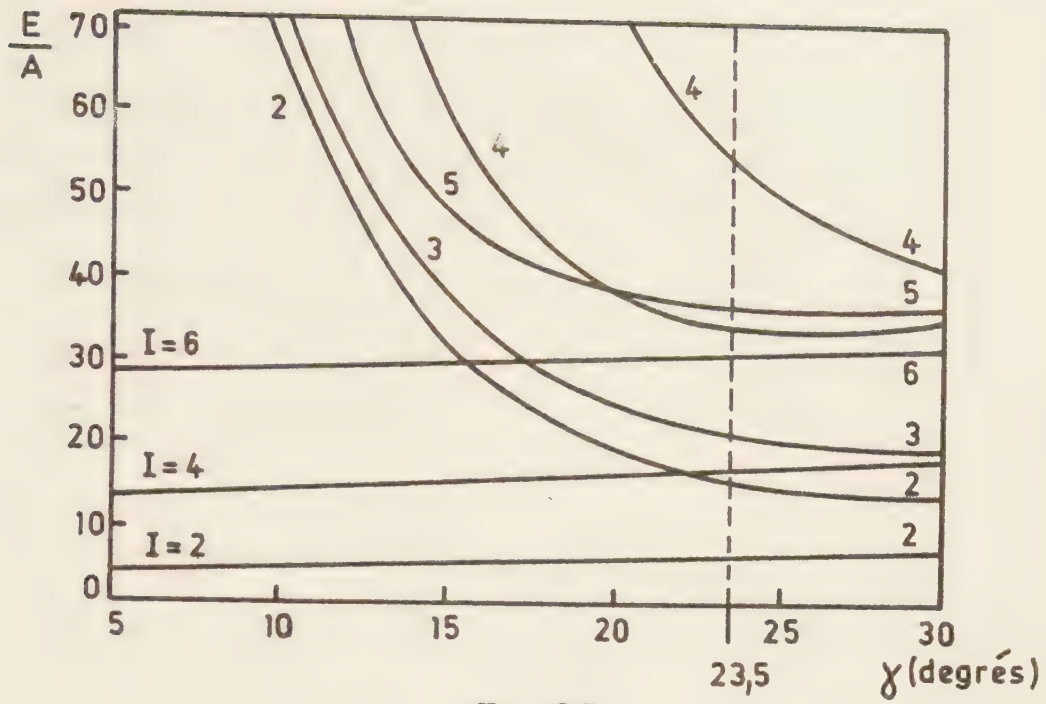


Fig.27

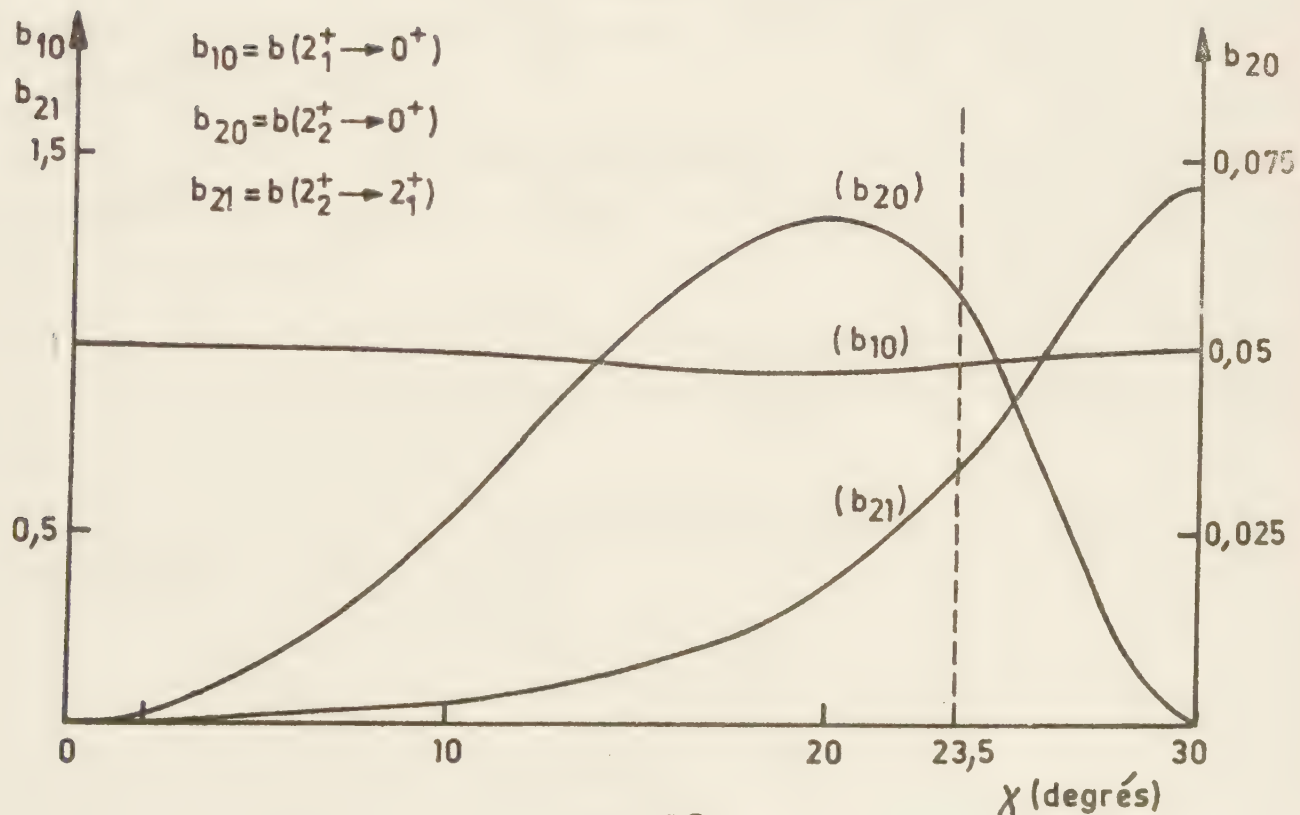


Fig. 28

- Niveaux d'énergie rotationnels (Fig. 27)
et probabilités de transition réduites b(E2) (Fig. 28)
pour un noyau à symétrie non axiale.

et Filippov (67). Ceux-ci considèrent dans l'approximation adiabatique un noyau pair-pair à symétrie axiale. Ce modèle est défini par 5 paramètres : les deux paramètres de déformation β et γ et les trois moments d'inertie J_λ.

L'hamiltonien collectif s'écrit :

$$H = \sum_{\lambda=1}^{3} \frac{A \quad J_\lambda^2}{2 \sin^2(\gamma - \frac{2\pi\lambda}{3})} \qquad \text{avec} \quad A = \frac{\hbar^2}{4B\beta_o^2}$$

où - B est une constante dépendant de l'ordre λ .

- γ peut varier entre 0 et $\frac{\pi}{3}$ suivant les symétries du noyau.

Sur la figure 27 nous montrons les variations des positions en énergie des états en unités $\frac{E}{A}$ en fonction du paramètre γ. (Pour $\gamma = 0$ on retrouve la symétrie axiale).

La comparaison des énergies expérimentales avec la séquence théorique des niveaux permet de déterminer le paramètre de déformation γ, on obtient 23^o5.

Ce paramètre fixé, nous utilisons les probabilités de transitions réduites entre niveaux d'une bande rotationnelle non axiale, calculées en fonction de γ par Davydov et Filippov.

La figure 28 montre les valeurs de certaines de ces probabilités de transitions en unités définies par :

$$b(E_2, I_i \rightarrow I_f) = \frac{B(E_2, I_i \rightarrow I_f)}{\frac{e^2 Q_o^2}{16\pi}}$$

En utilisant la même valeur du moment quadrupolaire que lors de l'étude à symétrie axiale ($Q_o = 43$ fm^2), on en déduit les probabilités de transitions réduites.

Une autre manière de déterminer le paramètre de déformation γ consiste à comparer les énergies des deux premiers états 2^+ par rapport au niveau fondamental de la bande rotationnelle. En utilisant les énergies expérimentales nous obtenons $\gamma = 18^{\circ}5$.

Dans le tableau suivant nous résumons les différentes probabilités de transitions réduites que nous avons calculées ainsi que les valeurs expérimentales.

Transitions (MeV)	$B(E_2)$ $(e^2$ $fm^4)$			
	expérimental	symétrie axiale	symétrie non axiale	
			$\gamma = 23^{\circ}5$	$\gamma = 18^{\circ}5$
9,85 → 6,056	3,2 ± 0,8	11	2	2,5
9,85 → 6,923	13 ± 4	16	25	10
6,923 → 6,056	40 ± 14	37	35	35

De ce tableau il ressort tout d'abord que le niveau 9,85 MeV a bien un caractère collectif analogue à celui des niveaux 6,056 MeV et 6,923 MeV. Par ailleurs l'imprécision sur la détermination du paramètre γ ne permet d'utiliser comme critère valable de la nature de ce niveau, que la transition 9,85 MeV → 6,056 MeV. Cette valeur étant en faveur d'une symétrie non axiale pour l'état intrinsèque 4 trous - 4 particules.

La nature principalement 4 trous - 4 particules de l'état 9,85 MeV apparaît également si l'on considère le rapport :

$$r = \frac{B(E_2,\ 9,85 \rightarrow 0)}{B(E_2,\ 9,85 \rightarrow 6,056)}$$

En effet, si l'on suppose que la configuration de l'état 9,85 MeV est purement 4 trous - 4 particules on trouve expérimentalement $r = 0,028 \pm 0,06$, alors qu'à partir des configurations des états 6,056 MeV et fondamental données par Brown et Green on obtient $r = 0,02$.

III.- NIVEAU 2^+, T = 0 A 11,52 MeV

Carter et al. (3) ont montré que cet état appartient à une bande rotationnelle comprenant les états 4^+ (16,8 MeV) et 6^+ (21,2 MeV).

La comparaison des largeurs partielles mesurées aux largeurs Weisskopf correspondantes, permet de confirmer le caractère collectif de cet état.

transition (MeV)	Multipolarité	Largeur expérimentale (eV)	Largeur Weisskopf (eV)	Largeur expérimentale / Largeur Weisskopf
11,52 → 0	E_2	$0,64 \pm 0,2$	0,41	1,56
11,52 → 6,056	E_2	$(3,0 \pm 0,7)10^{-2}$	10^{-2}	3
11,52 → 6,923	E_2	$\leqslant (3,7 \pm 1,1)10^{-2}$	$0,4\ 10^{-2}$	$\leqslant$ 9,3

Toutes ces transitions sont accélérées, ceci semble indiquer que cet état possède des composantes importantes de configurations 2 trous - 2 particules et 4 trous - 4 particules.

Brown et Green (25) ont étudié les mélanges de configurations 0 trou - 0 particule, 2 trous - 2 particules et 4 trous - 4 particules, dans

les états de parité paire du noyau ^{16}O. Leur travail confirme les mélanges importants de configurations pour ces états, par exemple :

$$\Phi(0^+, \text{ fondamental}) = 0,874\,\Phi^{J=0}_{0t\text{-}0p} + 0,469\,\Phi^{J=0}_{2t\text{-}2p} + 0,130\,\Phi^{J=0}_{4t\text{-}4p}$$

$$\Phi(0^+, 6,056 \text{ MeV}) = -0,262\,\Phi^{J=0}_{0t\text{-}0p} + 0,229\,\Phi^{J=0}_{2t\text{-}2p} + 0,937\,\Phi^{J=0}_{4t\text{-}4p}$$

$$\Phi(2^+, 6,923 \text{ MeV}) = 0,377\,\Phi^{J=2}_{2t\text{-}2p} + 0,923\,\Phi^{J=2}_{4t\text{-}4p}$$

$$\Phi(2^+, 11,52 \text{ MeV}) = 0,923\,\Phi^{J=2}_{2t\text{-}2p} - 0,377\,\Phi^{J=2}_{4t\text{-}4p}$$

Ces fonctions d'ondes leur permettent d'évaluer les probabilités de transitions réduites entre ces états, celles-ci serviront de critères au modèle qu'ils proposent.

Parmi les transitions étudiées deux sont particulièrement importantes: 11,52 MeV $\longrightarrow$ 6,056 MeV et 11,52 MeV $\longrightarrow$ 6,923 MeV, puisque ce sont des transitions entre états de deux bandes rotationnelles différentes. Nous donnons dans le tableau suivant les probabilités de transitions réduites relatives à cet état 11,52 MeV.

Transition (MeV)	$B(E_2,\ e^2\,fm^4)$	
	expérimental	théorie
11,52 → 0	4,4 ± 1,1	3,3
11,52 → 6,056	7,6 ± 1,7	7,7
11,52 → 6,923	≤ 22 ± 7	5,7

Ces différentes valeurs théoriques et expérimentales sont en bon accord. Ceci montre que pour les états de parité paire les mélanges de configurations sont importants et que le modèle de Brown et Green en donne une bonne représentation.

IV.- ETUDE DES NIVEAUX 1^- SITUES A 12,44 MeV ET 13,10 MeV

La présence de deux résonances dans des domaines d'énergie voisine alimentant des niveaux de même moment angulaire total et de même parité donne naissance à une interférence cohérente.

Une telle interférence a été mise en évidence entre les états 1^- situés à 12,44 MeV et 13,10 MeV. Il est alors nécessaire d'utiliser une formule de Breit et Wigner à deux niveaux pour rendre compte des sections efficaces observées aux résonances qui alimentent ces niveaux.

Les rapports d'embranchement que nous avons mesurés ne sont alors plus égaux aux rapports des largeurs partielles correspondantes. Il faut connaître les paramètres de ces deux niveaux pour déterminer dans quelles conditions on peut soit négliger cet effet, soit calculer un facteur de

correction. A cette fin on dispose de deux formalismes des réactions nucléaires : celui de la matrice R de Wigner développé par Lane et Thomas (63) et celui de la matrice S de Humblet et Rosenfeld (39). Ils ont été utilisés respectivement par Hebbard (37) et par Mahaux (38) pour rendre compte de la section efficace observée dans les réactions $^{15}N\,(p,\gamma_o)\,^{16}O$ et $^{15}N\,(p,\alpha_o)\,^{12}C$.

Ces deux traitements conduisent à une interprétation satisfaisante des résultats expérimentaux. On remarque cependant d'une part qu'Hebbard est amené à faire des approximations peu justifiées notamment sur les déplacements des niveaux et que, d'autre part dans ce formalisme le traitement numérique est complexe. Pour ces raisons nous avons préféré utiliser le formalisme de la matrice S tel qu'il est développé par Mahaux pour interpréter nos résultats dans les voies $^{12}C + \alpha$ et $^{15}N + p$.

1) Section efficace à deux niveaux sans fond continu dans le formalisme de la matrice S.

L'expression de la section efficace dans le formalisme de la matrice "S" tenant compte des deux niveaux est :

$$(1)\quad \sigma_{c\to c'} = \frac{\pi g}{k_c^2} k_c^{2\ell+1}\, k_{c'}^{2\ell'+1}\, \varepsilon_{cc'}^2 \left\{ \frac{A^2_{n,cc'}}{(E_c - E_{cn})^2 + \frac{1}{4}\Gamma_n^2} + \frac{A^2_{m,cc'}}{(E_c - E_{cm})^2 + \frac{1}{4}\Gamma_m^2} + \frac{2\, A_{ncc'} \cdot A_{mcc'} \cdot I^{nm}_{cc'}}{\left((E_c - E_{cn})^2 + \frac{1}{4}\Gamma_n^2\right)\left((E_c - E_{cm})^2 + \frac{1}{4}\Gamma_m^2\right)} \right.$$

avec : $$A^2_{i,cc'} = \frac{q_i^2\, \Gamma_{ci}\, \Gamma_{c'i}}{K_{ci}\, K_{c'i} |k_{ci}|^{2\ell} |k_{c'i}|^{2\ell'} |\varepsilon_{cli}|^2 |\varepsilon_{c'l'i}|^2} \qquad (i = n, m)$$

$$\text{et } I_{cc'}^{nm} = \cos\theta_{cc'}^{nm} \left((E_{cn}-E_c)(E_{cm}-E_c) + \frac{1}{4}\Gamma_n \Gamma_m \right)$$

$$- \frac{1}{2} \sin\theta_{cc'}^{nm} \left((E_c-E_{cn})\Gamma_m - (E_c-E_{cm})\Gamma_n \right)$$

Dans cette expression les indices c et c' indiquent respectivement la voie d'entrée et la voie de sortie, et n et m les deux niveaux alimentés. $\theta_{cc'}^{nm}$ représente un déphasage, g est le facteur statistique de la réaction étudiée.

k_i est le nombre d'ondes dans la voie i de la particule incidente ou de la particule légère émise.

Dans ce traitement on définit l'énergie complexe du niveau comme étant $\mathcal{E}_n = E_n - \frac{i\Gamma_n}{2}$

E_n et Γ_n étant respectivement l'énergie du niveau n et sa largeur.

Dans les différentes voies on aura donc :

$$\mathcal{E}_n = \frac{\hbar^2}{2M_c} k_{cn}^2 + E_{c\alpha} = \frac{\hbar^2}{2M_{c'}} k_{c'n}^2 + E_{c\alpha'} = \dots\dots\dots$$

- $E_{c\alpha}$ représente l'énergie interne des fragments dans la voie c
- M_c est la masse réduite dans cette même voie.

On pose alors $k_{cn} = K_{cn} - i\,\gamma_{cn}$

K_{cn} et γ_{cn} étant des nombres réels que l'on peut déduire des équations :

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2M_c} (K_{cn}^2 - \gamma_{cn}^2) + E_{\alpha n}$$

$$\Gamma_n = 2 \frac{\hbar^2}{M_c} K_{cn} \gamma_{cn}$$

Dans la théorie de la matrice S, où les conditions aux limites que l'on utilise sont imaginaires, on ne peut plus écrire la relation

$$\Gamma_n = \sum_c \Gamma_{cn}$$

entre la largeur totale Γ_n d'un niveau et les largeurs partielles Γ_{cn}.

Humblet et Rosenfeld ont choisi de modifier la normalisation des largeurs partielles pour que cette relation reste valable. Un facteur constant supplémentaire q_n est donc introduit et l'on a :

$$(2) \qquad \Gamma_n = \frac{1}{q_n} \sum_c \Gamma_{cn}$$

Les pénétrabilités que nous avons utilisées pour les réactions $^{15}N\,(p,\alpha_o)\,^{12}C$ et $^{15}N\,(p,\gamma_o)\,^{16}O$ sont les mêmes que celles de Mahaux.

$$P_c = k_c^{2\ell}\ \varepsilon_{c\ell}^2$$

- $k_c^{2\ell}$ représente un facteur de seuil et $\varepsilon_{c\ell}^2$ le facteur de pénétrabilité de Gamow.

$$\varepsilon_{c\ell} = \frac{1}{\ell!} \left((\ell^2 + \alpha^2) \dots (1 + \alpha^2)\ \frac{2\pi\alpha}{e^{2\pi\alpha} - 1} \right)^{1/2}$$

$$\alpha = \frac{\eta}{k_c} \qquad \text{et} \qquad \eta = Z_1 Z_2 \frac{e^2 M c}{\hbar^2}$$

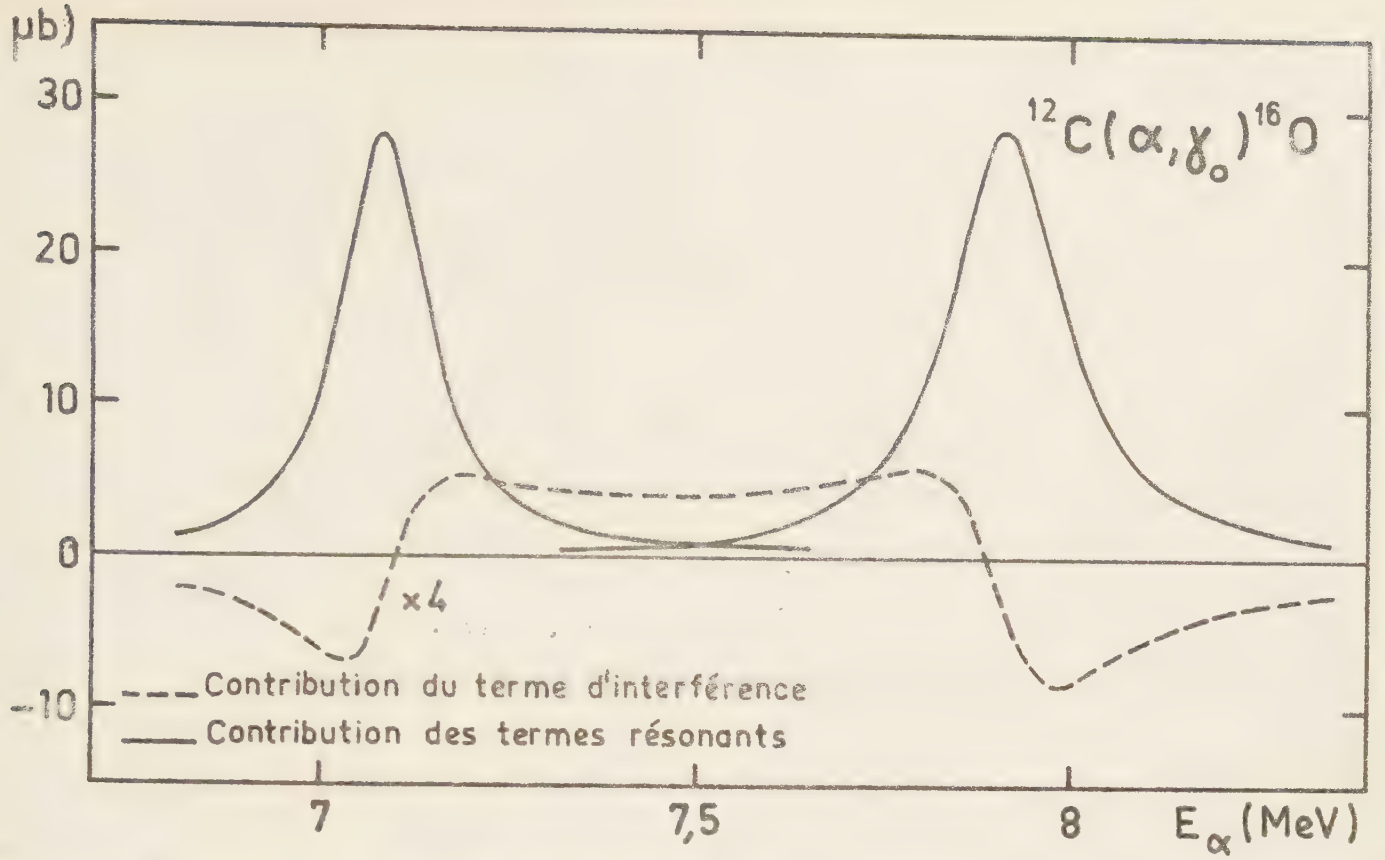


Fig.29 Contributions des différents termes intervenant dans l'expression théorique de la section efficace de la réaction $^{12}C(\alpha,\gamma_0)^{16}O$

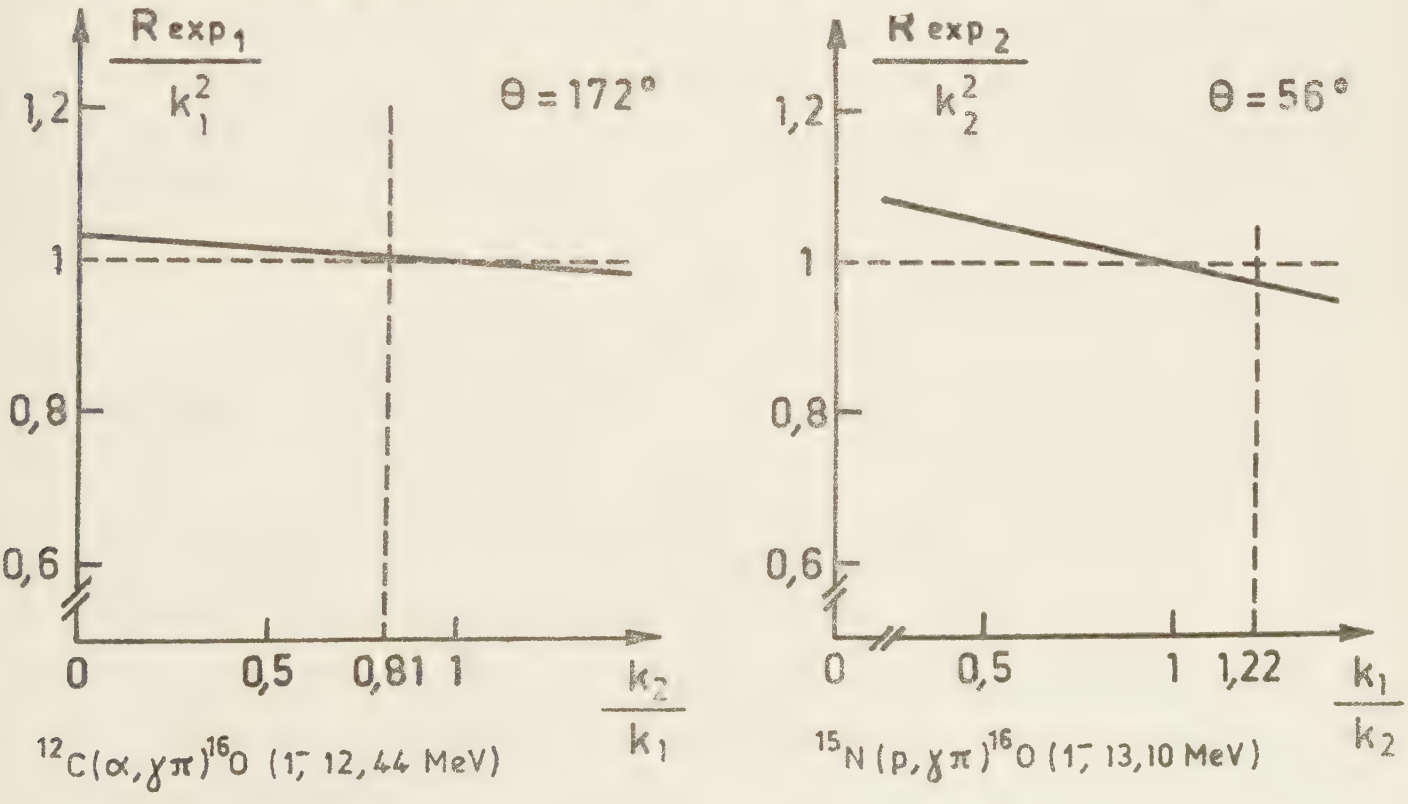


Fig.30 Comparaison des rapports d'embranchement théoriques et expérimentaux: $\frac{\sigma_{12,44\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV}}{\sigma_{12,44\ MeV \rightarrow 0}}$ et $\frac{\sigma_{13,10\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV}}{\sigma_{13,10\ MeV \rightarrow 0}}$

- Z_1 et Z_2 sont les charges des deux fragments de la voie c et ℓ leur moment angulaire relatif.

(le facteur $\varepsilon_{c\ell}$ se réduit à l'unité lorsque l'on considère un rayonnement gamma).

Pour la réaction $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$, la particule α possède une énergie assez grande (de l'ordre de 7 MeV) relativement à la barrière coulombienne du noyau ^{12}C (3 MeV). Il est alors nécessaire de supprimer le facteur de seuil $k_c^{2\ell}$

Le rendement des différentes réactions est obtenu par intégration de la formule

$$R = \int_{Ei-\xi}^{Ei} \frac{\sigma_{c \rightarrow c'}}{\varepsilon(E)}\, dE$$

Les pouvoirs d'arrêt $\varepsilon(E)$ sont déduits des tables de Whaling (69).

Nous montrons à la figure 19 les valeurs expérimentales et les courbes théoriques correspondantes. Sur la figure 29 nous montrons dans le cas particulier de la réaction $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$ la contribution des différents termes de la section efficace.

Les déphasages que nous obtenons pour les trois réactions sont :

$$\theta_{p\gamma} = 54^o, \quad \theta_{p\alpha} = 135^o \quad \text{et} \quad \theta_{\alpha\gamma} = 172^c$$

valeurs que l'on peut comparer à celles obtenues par Mahaux :

$$\theta_{p\gamma} = 56^o \quad \text{et} \quad \theta_{p\alpha} = 128^o$$

Ainsi l'interférence est constructive dans les voies $^{15}N\ (p, \alpha_o)\ ^{12}C$ et $^{12}C\ (\alpha, \gamma_o)\ ^{16}O$ et destructive dans la voie $^{15}N\ (p, \gamma_o)\ ^{16}O$.

Dans le tableau suivant nous donnons les parametres, exprimés dans le centre de masse, que nous obtenons et nous les comparons aux valeurs obtenues par Mahaux.

Niveaux (MeV)		position de la résonance $^{15}N + p$ (keV)	position de la résonance $^{12}C + \alpha$ (MeV)	Γ (keV)	$q^2\Gamma_p\Gamma_\gamma$ $(keV)^2$	$q^2\Gamma_p\Gamma_\alpha$ $(keV)^2$	$q^2\Gamma_\alpha\Gamma_\gamma$ $(keV)^2$
12,44	nos valeurs	311,2	7,05	96,5	0,0117	116,3	1,02
	Mahaux a)	311,2	/	96,5	0,012	109,5	/
13,10	nos valeurs	949,7	7,88	135	5,8	5537	2,40
	Mahaux a)	949,7	/	151,9	7,88	7085	/

a) Résultats obtenus par Mahaux en prenant 700 µb comme section efficace maximum à la résonance située à Ep = 1010 keV de la réaction $^{15}N\,(p, \gamma_0)\,^{16}O$.

A l'aide de nos valeurs nous pouvons alors déduire les différentes largeurs partielles dans le centre de masse en utilisant la relation (2).

Niveaux (MeV)	Γ'_p (keV)	Γ'_{α_0} (keV)	Γ'_γ (eV)	Γ' (keV)	q
12,44	1,25	95,3	9,7	96,5	0,988
13,10	95,5	39,5	44	135	1,2

Pour le niveau 12,44 MeV nous obtenons une largeur $\Gamma_{\gamma_o} = 9,7$ eV alors qu'Hebbard donne 12,8 eV, valeur comparable à la nôtre. Par contre pour le niveau 13,10 MeV nous obtenons $\Gamma_{\gamma_o} = 44$ eV, valeur qui est assez différente de celle d'Hebbard : 88 eV. A ce propos, on peut remarquer qu'il n'a effectué la mesure de la fonction d'excitation de $^{15}N\,(p,\gamma_o)\,^{16}O$ que dans la région de la résonance située à Ep = 338 keV et qu'il a utilisé pour la région de la résonance Ep = 1010 keV les mesures de Hagedorn (68) en les renormalisant.

2) Détermination des rapports d'embranchement

Nous avons mesuré le rapport d'embranchement

$R_{exp2} = \dfrac{\sigma_{13,10\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV}}{\sigma_{13,10\ MeV \rightarrow 0}}$ à l'aide de la réaction $^{15}N + p$

et le rapport d'embranchement $R_{exp1} = \dfrac{\sigma_{12,44\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV}}{\sigma_{12,44\ MeV \rightarrow 0}}$

à l'aide de la réaction $^{12}C + \alpha$.

Nous allons donc exprimer ces rapports d'embranchement expérimentaux en fonction des rapports d'embranchement théoriques que nous définissons :

$$k_1^2 = \frac{\Gamma_{1\gamma\pi}}{\Gamma_{1\gamma_o}} \qquad \text{et} \qquad k_2^2 = \frac{\Gamma_{2\gamma\pi}}{\Gamma_{2\gamma_o}}$$

en remarquant que pour ces deux réactions il n'y a aucun facteur de seuil : pour la réaction $^{15}N + p$ le facteur de seuil se réduit à 1 car $\ell = 0$, et pour la réaction $^{12}C + \alpha$ on se trouve très au dessus du seuil.

$$\sigma_{c \rightarrow c'} = \frac{k_{c'}^3}{k_c}\ \varepsilon_{c\ell}^2 \left(\frac{A^2_{n,cc'}}{(E_{cn} - E_c)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_n^2} + \frac{A^2_{m,cc'}}{(E_{cm} - E_c) + \frac{1}{4}\Gamma_m^2} \right.$$

$$\left. + \frac{2\, A_{n,cc'}\, A_{m,cc'}\, I^{nm}_{cc'}}{\left((E_{cn} - E_c)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_n^2\right)\left(E_{cm} - E_c\right)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_m^2)} \right)$$

$$\text{avec } A^2_{icc'} = \frac{q_i^2 \Gamma_{ci} \Gamma_{ci'} \pi g}{K_{ci} K_{c'i} |k_{c'i}|^2 |\varepsilon_{c\ell i}|^2} \quad (i = n,m)$$

On peut poser :

$$\frac{A^2_{i\gamma\pi}}{A^2_{i\gamma_o}} = \frac{\Gamma_{i\gamma\pi}/(K_{i\gamma\pi}|k_{i\gamma\pi}|^2)}{\Gamma_{i\gamma_o}/(K_{i\gamma_o}|k_{i\gamma_o}|^2)} = k_i^2 \frac{E^3_{i\gamma o}}{E^3_{i\gamma\pi}} = k_i^2 . \alpha_i^2$$

puisque la partie imaginaire de k_{cn} est petite devant la partie réelle.

on peut donc écrire :

(3)

$$R_{exp} = \frac{\sigma_{c\to\gamma_\pi}}{\sigma_{c\to\gamma_o}} = \frac{E^3_{\gamma\pi}}{E^3_{\gamma_o}} \cdot \frac{\dfrac{k_1^2\alpha_1^2 A^2_{1c\gamma o}}{\Delta_1^2(E_c)} + \dfrac{k_2^2\alpha_2^2 A^2_{2c\gamma o}}{\Delta_2^2(E_c)} + \dfrac{2\alpha_1\alpha_2 k_1 k_2 A_{1c\gamma o} A_{2c\gamma o} I^{\gamma\pi}_{12}}{\Delta_1^2(E_c)\Delta_2^2(E_c)}}{\dfrac{A^2_{1c\gamma o}}{\Delta_1^2(E_c)} + \dfrac{A^2_{2c\gamma o}}{\Delta_2^2(E_c)} + \dfrac{2A_{1c\gamma o} A_{2c\gamma o} I^{\gamma o}_{12}}{\Delta_1^2(E_c)\Delta_2^2(E_c)}}$$

dans cette expression $\Delta_n^2(E_c) = (E_{cn} - E_c)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_n^2$

Nous allons appliquer cette formule aux deux rapports d'embranchement que nous avons mesurés.

a) Transition issue du niveau 1⁻ à 12,44 MeV

Si l'on définit $a_i^2 = \dfrac{A^2_{ic\gamma o}}{\Delta_i^2(E_1)}$ on peut écrire la formule (3) :

$$\frac{R_{exp1}}{k_1^2} = \frac{1 + \dfrac{k_2^2}{k_1^2}\cdot\dfrac{\alpha_2^2}{\alpha_1^2}\cdot\dfrac{a_2^2}{a_1^2} + 2\dfrac{\alpha_2}{\alpha_1}\cdot\dfrac{k_2}{k_1}\cdot\dfrac{a_2}{a_1}\cdot I^{\gamma\pi}_{12}}{1 + \dfrac{\alpha_2^2}{\alpha_1^2}\cdot\dfrac{a_2^2}{a_1^2} + 2\dfrac{\alpha_2}{\alpha_1}\cdot\dfrac{a_2}{a_1}\cdot I^{\gamma_o}_{12}}$$

Les quantités $\frac{a_2^2}{a_1^2} = 0,742.10^{-2}$ et $I_{12}^{\gamma_o}$ sont calculées à l'aide des paramètres que nous avons déterminés précédemment.

Le déphasage $\theta_{12}^{\gamma\pi}$ ne peut être déterminé que par l'analyse de la section efficace de la réaction $^{12}C\ (\alpha, \gamma\pi)\ ^{16}O$. Le faible rendement de cette réaction ne nous a pas permis d'effectuer cette mesure. Nous supposerons donc que ce déphasage est identique à celui de la voie de sortie $\gamma_o + {}^{12}C$. Cette approximation peut se justifier si l'on remarque que les états fondamental et 6,056 MeV ont des propriétés peu différentes.

Dans ces conditions on obtient :

$$\frac{R_{exp1}}{k_1^2} = \frac{1 + \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^2 0,0065 - \frac{k_2}{k_1} . 0,0396}{0,965}$$

Nous montrons sur la fig. 30 la variation du rapport $\frac{R_{exp1}}{k_1^2}$ en fonction de $\frac{k_2}{k_1}$. Il est facile de voir que l'erreur commise en identifiant R_{exp1} et k_1^2 est inférieure à 1 %.

b) Transition issue du niveau 1^- à 13,10 MeV

De la même manière que pour la transition 12,44 → 6,056 nous pouvons écrire la formule (3) sous la forme :

$$\frac{R_{exp2}}{k_2^2} = \frac{1 + \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2 0,00478 - 0,1053 \left(\frac{k_1}{k_2}\right)}{0,90585}$$

où l'on a utilisé la valeur $\frac{a_1^2}{a_2^2} = 4,156.10^{-3}$, $I_{12}^{\gamma_o}$ et $I_{12}^{\gamma\pi}$ étant calculés de la même manière que précédemment.

Sur la fig. 30 nous montrons les variations de ce rapport en fonction de $\frac{k_1}{k_2}$. Nous observons alors que si l'on identifie R_{exp2} avec k_2^2 on commet une erreur n'excédant pas 3 %, ce qui est négligeable devant la précision de nos résultats.

Nous pouvons alors déduire de nos mesures les largeurs partielles :

$$\Gamma^{C.M.}_{12,44\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV} = 0,12 \pm 0,04\ eV$$

et

$$\Gamma^{C.M.}_{13,10\ MeV \rightarrow 6,056\ MeV} = 0,35 \pm 0,08\ eV$$

Cette dernière transition peut provenir de 3 états se trouvant dans le même domaine d'énergie : un état 3^-; un état 2^+ et un état 1^-.

Nous n'avons retenu que la dernière possibilité, puisque pour l'état 3^- la probabilité d'une transition de caractère octupolaire électrique est très faible alors que pour l'état 2^+ c'est la largeur proton qui est négligeable (59).

3) Interprétation théorique des différentes largeurs partielles mesurées

Nous comparons les largeurs partielles obtenues pour ces deux niveaux aux largeurs Weisskopf correspondantes dans le tableau suivant :

Transitions (MeV)	largeurs partielles (eV)	largeurs Weisskopf(eV)	largeur partielle / largeur Weisskopf
12,44 → 0	9,7	830	1,2 10^{-2}
13,10 → 0	44	960	4,6 10^{-2}
12,44 → 6,056	0,12	115	10^{-3}
13,10 → 6,056	0,35	150	2,4 10^{-3}

La transition dipolaire électrique issue de l'état 1^- à 12,44 MeV est interdite de spin isobarique. L'observation de cette transition et d'une résonance alimentant l'état 1^- à 13,10 MeV dans la réaction $^{15}N\,(p,\alpha_o)\,^{12}C$, implique un mélange de spin isobarique entre ces deux états. Le rapport des largeurs Γ_{γ_o} en unité Weisskopf est $\frac{4,6}{1,2}$ ce qui est en remarquable accord avec les rapports inverses des largeurs réduites α_o et α_1 pour ces deux niveaux qui sont respectivement 4,6 et 3,7. Ces résultats indiquent que le mélange de ces deux états est de l'ordre de 20 %.

Les transitions au premier état excité se font par l'intermédiaire des composantes 0 trou - 0 particule et 2 trous - 2 particules de cet état (respectivement - 0,262 et + 0,229). On doit donc s'attendre à un ralentissement de ces transitions. On observe expérimentalement un ralentissement de l'ordre de 10 ce qui est une bonne confirmation de la nature principalement 4 trous - 4 particules de l'état 6,056 MeV. En outre, le rapport de ces deux transitions reste à peu près dans le même rapport que les transitions au niveau fondamental.

V.- NIVEAU 1^+, T = 1 SITUE A 16,22 MeV

Cet état est identifié par Eisenberg et al. (2) avec l'état 1^+ T = 1 prédit à 16,90 MeV dans leur modèle sphérique.

Nous donnons dans le tableau suivant les largeurs partielles que nous avons déterminées et nous les comparons aux largeurs Weisskopf correspondantes :

Transitions (MeV)	Largeurs partielles (eV)		Rapport
	expérimental (eV)	Weisskopf	
16,22 → 0	4,5 a)	86	$5,2 \quad 10^{-2}$
16,22 → 6,056	0,72	23	$3,1 \quad 10^{-2}$

a) Valeur donnée par Tanner et al. (16).

Le ralentissement comparable de ces 2 transitions semble montrer que cet état 16,22 MeV a une configuration qui n'est pas uniquement 1 trou - 1 particule.

VI. - NIVEAUX 1^- A 17,13 MeV ET 17,30 MeV

Dans la région d'énergie où se trouvent ces deux niveaux, Gillet et Vinh-Mau prédisent l'existence d'un état 1 trou - 1 particule 1^- T = 1.

Dans le tableau suivant nous comparons les largeurs partielles déterminées et les largeurs Weisskopf correspondantes :

Transitions (MeV)	Largeurs partielles (eV)		Rapport
	expérimentales	Weisskopf	
17,13 → 0	12	2160	$5,55 \quad 10^{-3}$
17,30 → 0	60 a)	2243	$2,67 \quad 10^{-2}$
17,13 → 6,056	1,92	583	$3,3 \quad 10^{-3}$
17,30 → 6,056	0,3	615	$4,9 \quad 10^{-4}$

a) Valeurs données par Tanner et al. (16)

De ce tableau il ressort que l'identification de l'état 1^- T = 1 théorique avec l'état situé à 17,30 MeV est confirmée puisque la transition vers l'état 0^+ à 6,056 MeV est très ralentie par rapport à la transition au niveau fondamental, ce qui s'explique par les faibles composantes 0 trou - 0 particule et 2 trous - 2 particules du 1er état excité du noyau ^{16}O.

Par ailleurs, la transition au niveau 6,056 MeV issue du niveau 17,13 MeV a une probabilité qui paraît plutôt compatible avec un état T = 1 mais de nature très différente de celle de l'état 17,30 MeV vu la nette différence des rapports des transitions de ces 2 états au niveau fondamental et au niveau 6,056 MeV. Ces résultats pourraient s'expliquer par la présence d'un état T = 1, 3 trous - 3 particules, qui se mélangerait faiblement avec l'état T = 1, 1 trou - 1 particule.

CONCLUSION

Le but de notre travail était d'apporter un support expérimental aux études théoriques faites actuellement sur la configuration des états excités du noyau ^{16}O. Nous avons étudié en particulier les décroissances électromagnétiques de niveaux $J^{\pi} = 1^{-}$ et 2^{+}. Nous avons pu ainsi mettre en évidence 12 transitions dont nous donnons les largeurs partielles correspondantes et donner des limites supérieures pour d'autres.

L'interprétation des résultats obtenus à l'aide de différentes versions du modèle en couches est satisfaisante pour les états de parité positive. En particulier le niveau 0^{+} situé à 6,056 MeV apparaît avoir une configuration principalement 4 trous - 4 particules et non 2 trous - 2 particules. Les bandes rotationnelles construites sur les états intrinsèques 2 trous-2 particules et 4 trous - 4 particules ne sont pas pures, les mélanges prévus par Brown et Green sont très bien retrouvés par l'expérience. Les résultats relatifs à l'état 2^{+} à 9,85 MeV semblent indiquer une déformation non axiale pour l'état intrinsèque 4 trous - 4 particules.

Pour les états de parité négative la situation est beaucoup moins claire. Les comparaisons expériences - théories ne peuvent être que qualitatives. Il semble que les niveaux soient fortement mélangés et qu'une description faisant intervenir les états 1 trou - 1 particule, 3 trous - 3 particules et même 5 trous - 5 particules soit nécessaire.

Je prie Monsieur S.GORODETZKY, Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires de Strasbourg, qui m'a accueilli dans son laboratoire en Octobre 1961, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur P.CHEVALLIER, Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg, qui m'a constamment guidé dans ce travail et m'a fait bénéficier de sa compétence en physique expérimentale et théorique.

Je remercie particulièrement Monsieur F.SCHEIBLING qui m'a initié aux techniques expérimentales et n'a jamais cessé de m'assurer son aide et son soutien.

Je remercie également mon ami BROCHARD de sa collaboration au cours des expériences et des nombreux conseils qu'il m'a donnés.

Toutes ces expériences ont été réalisées en collaboration étroite avec MM. ADLOFF, Ph.GORODETZKY, A. SCHULTZ et RAUCH. Je tiens à les remercier de l'aide qu'ils m'ont apportée.

Je remercie Monsieur Y.ABGRALL avec qui j'ai eu de nombreux entretiens très utiles lors de l'interprétation théorique des résultats.

Je remercie Melle SAETTEL et MM. DAEMGEN, ERNWEIN, HUCK, KUHN, SCHLEGEL et SITTLER, qui ont assuré la partie technique de ce travail.

Mes remerciements vont aussi à MM. HEUGEL et LETOURNEL et leurs équipes qui ont assuré la bonne marche des accélérateurs Van de Graaff de 2 MeV et 6,5 MeV.

Je remercie également M. ULRICH et le personnel administratif pour leur aide dans un grand nombre de questions matérielles et administratives, particulièrement Mesdames NEGELE, BLOCK, HAENEL.

BIBLIOGRAPHIE

1) J.P.ELLIOT et B.H.FLOWERS. Proc. Roy. Soc. A242 (1957) 571

2) J.M. EISENBERG, B.M.SPICER et M.H.ROSE. Nucl.Phys. 71 (1965) 273

3) E.B.CARTER, G.E.MITCHELL et R.H.DAVIS, Phys. Rev. 131 (1964) B 1421

Thèse P.MENNRATH, Institut de Recherches Nucléaires (1963) Strasbourg

4) J.P.ELLIOT, Proc. Roy.Soc. A245 (1958) 128 I

Proc. Roy. Soc.A245 (1958) 562 II

5) D.M.BRINK et G.F.NASH, Nucl. Phys. 40 (1963) 608

6) J.BORYSOWICZ et R.K.SHELINE; Phys. Letters, 12 (1964) 219

7) J.CERNY, B.G.HARVEY et R.H.PEHL, Nucl. Phys. 39 (1962) 160

8) G.E.BROWN et M.BOLSTERLI, Phys. Rev.Letters, 3 (1959) 472

9) V.GILLET et N.VINH-MAU, Nucl. Phys. 54 (1964) 321

10) A.KALLIO, Physica, A VI (1964) 163

11) A.KALLIO et K. KOLLTVEIT, Nucl. Phys. 53, (1964) 87

12) A.KALLIO et A.M.GREEN, Nucl. Phys. 84 (1966) 161

13) H.A.MAVROMATIS, W.MARKIEWICZ et A.M.GREEN, Nucl. Phys. A 90 (1967) 101

14) T.H.HAMADA et I.JOHNSON, Nucl.Phys. 34 (1962) 382

15) B.BUCK et A.D.HILL, Nucl. Phys. 95 (1967) 271

16) N.TANNER, N.W.THOMAS et E.D.EARLE, Nucl. Phys. 52 (1964) 45

17) W.BASSICHIS et G.RIPKA, Phys. Letters, 15 (1965) 320

18) I.KELSON, Phys. Letters,16 (1965) 143

19) P.FEDERMAN et I.KELSON, Phys. Rev. Letters, 17 (1966) 1055

20) J.HAYWARD, Nucl. Phys. 81, (1966) 193

21) G.J.STEPHENSON et M.K. BANERJEE, Phys. Letters, 24 (1967) 209

22) Y.ABGRALL, E.CAURIER et G.MONSONEGO, Phys. Letters, 24 (1967) 609

Y.ABGRALL, G.BARON, E.CAURIER et G.MONSONEGO, Phys.Letters, 26 (1967) 1

23) P.CHEVALLIER, F.SCHEIBLING, G.GOLDRING, I.PLESSER et M.W.SACHS. Phys. Rev. 160 (1967) 827

24) G.E.BROWN et A.M.GREEN, Phys. Letters, 15 (1965) 168

25) G.E.BROWN et A.M.GREEN, Nucl. Phys. 75 (1966) 201

26) L.S.CELENZA, H.M.DREIZLER, A.KLEIN et G.DREISS, Phys.Letters, 23, (1966) 241

27) W.A.FOWLER, C.C.LAURITSEN et T.LAURITSEN. Rev. Modern Physics, 20, (1948), 236

28) M.ROSE. Phys. Rev. 91, (1953), 610

29) E.A.WOLICKI, R.JASTROW et F.BROOKS. Naval Research Laboratory Report 4833-1956

30) A.ISOYA. Nucl. Phys. 7, (1958), 126

31) J.B.MARION. Rev. Modern Physics, 38, (1966), 660

32) R.H.SPEAR, J.D.LARSON et J.D.PEARSON. Nucl. Phys. 41, (1963), 353

33) K.K.SEKHARAN et al. Phys. Rev. 156, (1967), 1187

34) T.W.BONNER et al. Phys. Rev. 102, (1956), 1348

35) J.KNOEPFEL et al. Zeit. für Phys. 156, (1959), 293

36) I.BALZER et al. Nuovo Cimento, 11, (1959), 609

37) D.F.HEBBARD. Nucl. Phys. 15, (1960), 289

38) C.MAHAUX. Nucl. Phys. 71, (1965), 241

39) J.HUMBLET et L.ROSENFELD. Nucl. Phys. 26, (1961), 529

40) W.T.SHARP, J.M.KENNEDY, B.J.SEARS et M.G.HOYLE, 1954 Tables of Coefficients for angular distribution analysis AECL-97

41) R.V.HILL, Phys. Rev. 90 (1953) 845

42) C.MILLER JONES, G.C.PHILLIPS et al. Nucl. Phys. 37, (1962) 1

43) R.E.MEADS et J.E.G.MacILDOWIE, Proc. Phys. Society 75A, (1960) 257

44) J.D.LARSON et R.H.SPEAR Nucl. Phys. 56 (1964) 497

45) S.D.BLOOM, B.J.TOPPEL et D.H.WILKINSON, Phil.Mag. 2 (1957) 57

46) R.G.WHITE, National Bureau of Standard Circular, 583 (1967)

47) S.GORODETZKY, J.C.ADLOFF, P.CHEVALLIER, D.DISDIER, Ph.GORODETZKY, V.RAUCH et F.SCHEIBLING. Physics Letters, 24 (1967) 578

48) J.W.BITTNER et R.D.MOFFAT, Phys. Rev. 96 (1954) 374

49) A.J.FERGUSON et L.R.WALKER, Phys. Rev. 58, (1940) 666

50) W.F.HORNYAK et R.SHERR, Phys. Rev. 100 (1955) 1409

51) S.GORODETZKY, J.ADLOFF, P.CHEVALLIER, D.DISDIER, Ph.GORODETZKY, R.MODJTAHED-ZADEH, F.SCHEIBLING. Phys. Letters, 22 (1966) 505

52) F.B. HAGEDORN, Phys. Rev. 108 (1957) 735

53) A.SCHARDT, W.A.FOWLER et C.C.LAURITSEN, Phys. Rev. 86 (1952) 527

54) A.J.FERGUSON et MacCALLUM, Bull. Amer. Phys. Soc. 8, (1961) 235

55) I.V.MITCHELL et T.R.OPHEL, Nucl. Phys. 58 (1964) 529

56) J.M.MORRIS, Thèse soutenue à l'Université de Canberra (1967)

57) S.BASHKIN, R.R.CARLSON et R.A.DOUGLAS. Phys. Rev. 114 (1959) 1543

58) S.GORODETZKY, J.C.ADLOFF, F.BROCHARD, P.CHEVALLIER, D.DISDIER, R.MODJTAHED-ZADEH et Ph.GORODETZKY. Nucl. Physics (à paraître)

59) E.D.EARLE et N.W.TANNER, Nucl. Phys. A95 (1967) 241

60) S.GORODETZKY, W.BENENSON, P.CHEVALLIER, D.DISDIER, et F.SCHEIBLING. Phys. Letters 6 (1963) 269

61) K.W.JONES, L.J.LIDOFSKI and J.L.WEIL, Phys. Rev. 112, (1958) 1252

62) K.N.GELLER et E.G.MUIRHEAD, Phys. Rev. Letters, 11 (1963), 371

63) J.LOWE, A.R.POLETTI et D.H.WILKINSON, Phys. Rev. 148, (1966) 1045

64) C.P.SWANN et F.R.METZGER, Phys. Rev. 108 (1957) 982

K.REIBEL et A.K.MANN, Phys. Rev. 118 (1960) 701

F.D.SEWARD, Phys. Rev. 125 (1962) 332

65) J.YOCCOZ et S.JANG, Phys. Letters, 24B (1967) 9

66) P.O.LIPAS, Octupole Vibration of Spheroïdal Even-Even Nuclei
Thèse (1961)

67) A.S.DAVYDOV et G.F.FILIPPOV, Nuclear Physics, 8, (1958) 237

68) F.B.HAGEDORN, Phys. Rev. 108 (1957) 735

69) WARD WHALING, Handbuch der Physik, 34, (1958) 193

TABLE DES MATIERES

Page

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I

APPLICATION DU MODELE EN COUCHES AU NOYAU ^{16}O

1) Etats sphériques
   a) modèles proposés 5
   b) application au noyau ^{16}O 6
2) Etats déformés
   a) modèles proposés 10
   b) application au noyau ^{16}O 13

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES 18

1) Méthodes utilisées pour déterminer les largeurs partielles 19
2) Détection des cascades rayonnements gamma - paires monopolaires 23
3) Détection des cascades de rayonnements gamma 28
4) Effets parasites 31
5) Cible gazeuse utilisée pour la mesure de section efficace 32

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX 33

1) Etat 9,59 MeV 1^- T = 0 33
2) Etat 9,85 MeV 2^+ T = 0 39

3) Etat 11,52 MeV 2^+ T = 0 44

4) Etats 12,44 MeV et 13,10 MeV 1^- T = 0 et T = 1 48

5) Etat 16,22 MeV 1^+ T = 1 57

6) Etats 17,13 MeV et 17,30 MeV 1^- T = 1 59

CHAPITRE IV

INTERPRETATION DES RESULTATS 63

1) Etat 9,59 MeV 1^- T = 0 63

2) Etat 9,85 MeV 2^+ T = 0 67

3) Etat 11,52 MeV 2^+ T = 0 72

4) Etats 12,44 MeV et 13,10 MeV 1^- T = 0 et T = 1 74

5) Etat 16,22 MeV 1^+ T = 1 84

6) Etats 17,13 MeV et 17,30 MeV 1^- T = 1 85

CONCLUSION 86

REMERCIEMENTS 87

REFERENCES 88

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

RÉACTIONS NUCLÉAIRES EN ASTROPHYSIQUE

Strasbourg, le 27 Mars 1968
Le Président du Jury,
S. GORODETZKY

Vu et permis d'imprimer
Strasbourg, le 27 Mars 1968
Le Doyen
Pour le Doyen l'Assesseur,
J. BRENET